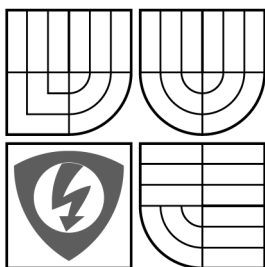


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV MIKROELEKTRONIKY**



**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF MICROELECTRONICS**

MODELOVÁNÍ A OPTIMALIZACE KOMPLEXNÍCH VLÁKNOVÝCH DIFRAKČNÍCH STRUKTUR

MODELLING AND OPTIMIZATION OF COMPLEX FIBER DIFFRACTIVE STRUCTURES

DOKTORSKÁ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. RADEK HELÁN

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. FRANTIŠEK URBAN, CSc.

BRNO 2009

Abstrakt

Disertační práce je věnována simulacím, analýze a návrhu vláknových mřížek. V současné době existuje několik přímých metod pro simulaci spektrálních charakteristik vláknových mřížek a mřížkových polí na základě zadaných parametrů popisujících jejich rozměry a materiálové vlastnosti. Tato práce se však zabývá problémem opačným, syntézou vstupních parametrů z požadované odezvy mřížkové struktury. Hlavním cílem práce je vytvoření metody, pomocí které bude možné nalézt parametry popisující složitou mřížkovou strukturu na základě zadaného spektrálního průběhu odrazivosti. Základním požadavkem pro syntézu vstupních parametrů je dosažení hodnot reálných z hlediska následné výroby navržené struktury.

Navržená metoda pro syntézu parametrů popisuje složitou vláknovou mřížkovou strukturu jako posloupnost několika homogenních mřížkových úseků zařazených do série. Určení vstupních parametrů probíhá iteračně za pomoci známých přímých metod se zavedením zpětné vazby. Stěžejní části metody zahrnují určení počátečních hodnot vstupních parametrů a následný algoritmus pro jejich optimalizaci k dosažení požadované odezvy. Počáteční hodnoty vstupních parametrů jsou vypočteny pomocí zjednodušeného modelu, vycházejícího z rovnic teorie vázaných vidů řešených pro periodickou strukturu ve válcovém vlnovodu. Následná optimalizace využívá přímých metod vrstvení dielektrika a přenosové matice. Pomocí těchto přímých metod jsou postupně počítány výstupní vlastnosti částí spektra odrazivosti mřížkové struktury. Na základě požadovaných a vypočítaných výstupních vlastností spektrální odezvy struktury jsou v iteracích postupně optimalizovány parametry vstupní. Optimalizace probíhá s přihlédnutím k technologickým možnostem pro následnou výrobu. Tímto způsobem je možné sestavit složitou vláknovou difrakční strukturu s téměř libovolným průběhem odrazivosti a vstupními parametry s reálnými hodnotami pro její výrobu. Metoda tak může být s výhodou použita k návrhu optických pásmových zádrží, horních a dolních propustí nebo filtrů se speciálními vlastnostmi.

Abstract

The thesis discusses the fiber Bragg gratings simulations, analysis and design. In the present time, there are several methods to simulate fiber gratings response based on the stated parameters that define their dimensions and material features. However, this work deals with a different issue, that is the synthesis of the input parameters for demanded spectral responses. The main aim of the work is to achieve a synthesis method that would help to discover parameters describing advanced grating structure, based on the required spectral reflectivity. The basic demand for the parameter synthesis is an achievement of the real values in terms of the consequent production of the suggested structure.

The described synthesis method considers advanced fiber grating structure as a structure of several uniform grating sections. The input parameters are estimated in steps, using the well-known direct methods in order to obtain grating responses and feedback to establish the parameters changes. The principle methods involve establishment of initial input parameter values and necessary subsequent algorithm leading to optimize the required spectral response. The initial values are calculated by a simplified model based on the coupled theory equations that are handled for the periodic disturbances in cylindrical waveguide. The following optimization uses the multiple thin film stack and transfer matrix methods. The properties of grating structure spectral reflectivity are step by step calculated while using these direct methods. Input parameters are established in the next several steps. Establishment of input parameters is done subsequently, based on the demanded and calculated output spectral reflectivity properties. Optimizing process is limited by possibilities of the grating manufacture technology. It is possible to assemble arbitrary fiber grating structure taking in term the demanded spectral response. Nevertheless, the calculated input parameters are real for the following manufacture. This method could be used to design optical band stop filter, high-pass and low-pass filters or filters for special applications.

Poděkování

Rád bych poděkoval všem, kteří mě jakýmkoliv způsobem podporovali při tvorbě této práce. Největší dík patří mému školiteli, doc. Františku Urbanovi nejen za cenné rady, podněty a metodické vedení během realizace práce, ale také za vstřícný a přátelský přístup. Dále bych chtěl jmenovitě poděkovat Ing. Břetislavu Mikelovi, který mi hlavně zpočátku mého studia pomáhal zorientovat se v problematice vláknových mřížek a později mi umožnil spolupracovat na projektu zabývajícím se výrobou vláknových mřížek pro stabilizaci polovodičových laserů. Děkuji také vedení Ústavu mikroelektroniky za to, že mi bylo poskytnuto zázemí potřebné pro vznik této práce. Můj dík patří i kolegům z Ústavu mikroelektroniky VUT za příjemnou spolupráci a přátelskou atmosféru, která provázela mé doktorandské studium.

Na závěr věnuji také poděkování mým rodičům a mojí snoubence Petře Kalové za trpělivost a psychickou podporu, které se mi dostávalo během realizace a především při dokončování této práce.

Obsah

1 Úvod	16
1.1 Přehled současného stavu problematiky	16
1.2 Cíle disertační práce	18
2 Braggovy vláknové mřížky	19
2.1 Definice Braggových vláknových mřížek	19
2.2 Fotocitlivost v optických vláknech	23
2.3 Metody pro výpočet spektrálních vlastností vláknových mřížek	27
2.4 Techniky pro výrobu vláknových mřížek	34
2.4.1 Interferometrická metoda	35
2.4.2 Metoda využívající fázové masky	36
2.4.3 Metoda bod po bodu	40
2.4.4 Další metody pro výrobu vláknových mřížek	41
3 Model pro výpočet vláknových difrakčních členů	44
3.1 Určení efektivního vidového indexu	46
3.2 Definice elementární struktury mřížky	54
3.3 Sestavení periody mřížky	58
3.4 Sestavení mřížkového elementu	62
3.5 Sestavení mřížky nebo mřížkového pole	66
3.6 Vstupní a výstupní parametry modelu	75
3.7 Program vytvořený na základě modelu	78
4 Analýza parametrů vláknových mřížek	83
4.1 Analýza základních vstupních parametrů homogenní mřížky	83
4.2 Analýza parametrů apodizovaných mřížek	88
4.3 Analýza parametrů chirpovaných mřížek	92
4.4 Analýza parametrů mřížkových polí	93
5 Syntéza parametrů složitých vláknových difrakčních struktur	98
5.1 Metoda pro syntézu parametrů difrakční struktury	98
5.2 Prvotní určení parametrů (1. fáze)	102
5.3 Optimalizace základních parametrů mřížkového pole (2. fáze)	106
5.4 Optimalizace mezimřížkových prostor (3. fáze)	108
5.5 Parametry a popis programu	109
6 Závěr	117
7 Literatura	120
7.1 Seznam použité literatury	120
7.2 Seznam vlastních prací	124

Seznam použitých symbolů a zkratk

Zkratky:

CMT - coupled mode theory (teorie vázaných vidů)
CVD - chemical vapor deposition (depozice z plynné fáze)
DBR - distributed Bragg reflector (rozložené Braggovo zrcadlo)
DWDM - dense wavelength division multiplex (hustý vlnový multiplex)
FBG - fiber Bragg grating (Braggova vláknová mřížka)
FS - free space (volné prostředí s konstantním indexem lomu)
FWHM - full width half maximum (šířka při poklesu na polovinu)
GODC - germanium oxide deficient center (germanio-kysíková deficitní centra)
LP₀₁ - linearly polarized (lineárně polarizovaný vid 01)
LPFG - long period fiber grating (vláknová mřížka s dlouhou periodou)
MCVD - modified chemical vapor deposition (modifikovaná depozice z plynné fáze)
MTFS - multiple thin film stack (metoda vrstvení dielektrika)
PECVD - plasma enhanced chemical vapor deposition (plazmatická depozice z plynné fáze)
RE - rare earth (vzácné kovy)
RIE - reactive ion etching (leptání reaktivními ionty)
SI - step index (prostředí se skokovou změnou indexu lomu)
TEM - transversally electromagnetic, e.g. field (transverzálně elektromagnetické, např. pole)
TMM - transfer matrix method (metoda přenosové matice)
UV - ultraviolet (ultrafialové)
WDM - wavelength division multiplex (vlnový multiplex)

Symboly:

A_R - odrazivost mřížky (v dB)
 A_{Rmax} - maximální odrazivost mřížky (v dB)
 $A_{Rpož}$ - požadovaná hodnota odrazivosti (v dB)
 A_T - propustnost mřížky (v dB)
 b - normovaná konstanta šíření
 d - průměr jádra vlákna
 k - vlnové číslo
 l - mezimřížková vzdálenost
 L - délka mřížky
 n - index lomu (materiálová vlastnost hmotného prostředí) nebo mocnina funkcí \cos^n , sinc^n (při určování apodizačního profilu)
 n_c - index lomu jádra vlákna
 n_{cl} - index lomu pláště vlákna
 n_{eff} - efektivní vidový index
 $n_g(z)$ - index lomu mřížky, v závislosti na souřadnici z
 N - řád mřížky
 NA - numerická apertura
 p - počet symetrických postranních laloků funkce sinc^n (parametr tvaru apodizačního profilu)
 r - poloměr jádra vlákna
 R_{\square} - kumulativní odchylka vycházející z metody nejmenších čtverců
 $R_{\square_{před}}$ - hodnota R_{\square} vypočítaná v předchozí iteraci
 R_{max} - maximální odrazivost mřížky (poměrová, nabývá hodnot 0-1)
 S - doporučený počet segmentů (při syntéze parametrů)
 t_g - skupinové zpoždění
 T - přenosová matice
 T_p - přenosová matice jedné mřížkové periody
 T_e - přenosová matice jednoho mřížkového elementu
 u, v - procházející, odražené elektromagnetické pole

- V - normovaná frekvence vlákna (V -parametr vlákna)
 z - souřadnice souhlasná s osou vlákna, narůstá ve směru šíření pole
- α - měrný útlum (v dB/km)
 β - konstanta šíření (parametr popisující šíření pole) nebo parametr udávající šířku Gaussovskeho profilu apodizace
 δn - změna indexu lomu vyvolaná osvitom fotocitlivého jádra vlákna
 $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ - FWHM šířka pásma
 $\Delta\lambda$ - plná šířka pásma (mezi nulovými body hlavního maxima mřížky)
 $\Delta\lambda_{\text{pož}}$ - požadovaná velikost plné šířky pásma mřížky
 $\Delta\lambda_{\text{pm}}$ - minimální změna periody fázové masky vycházející z technologie její výroby
 $\Delta\lambda_{\text{m}}$ - minimální změna periody mřížky, která vychází z parametru $\Delta\lambda_{\text{pm}}$
 λ - vlnová délka
 λ_{Bragg} - Braggova rezonanční vlnová délka
 Λ - perioda mřížky
 Λ_0 - základní perioda lineárně chirpované mřížky
 κ - koeficient lineárního chirpu
 ρ, τ - koeficienty odrazivosti, propustnosti mřížky

Seznam obrázků

Obr. 2.1: Schematický náčrtek Braggovy vláknové mřížky.....	19
Obr. 2.2: Ilustrační průběh indexu lomu homogenní vláknové mřížky, n_c je index lomu jádra, δn je hloubka modulace a Λ je perioda mřížky	20
Obr. 2.3: Spektrální odezva homogenní vláknové mřížky s Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 5 mm a hloubkou modulace 4×10^{-4}	20
Obr. 2.4: Ilustrační průběh indexu lomu apodizované vláknové mřížky s profilem apodizace Gaussovou křivkou.....	21
Obr. 2.5: Spektrální odezva apodizované vláknové mřížky s Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 5 mm, hloubkou modulace 6×10^{-4} , profil apodizace Gaussovou křivkou	21
Obr. 2.6: Spektrální odezva chirpované vláknové mřížky se základní Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 10 mm, hloubkou modulace 1×10^{-3} a lineárním chirpem 0,2 nm/mm. Odrazivost je znázorněna plnou čarou, skupinové zpoždění čárkovanou	22
Obr. 2.7: Ilustrační průběh indexu lomu chirpované mřížky s vyznačením vzniku skupinového zpoždění	23
Obr. 2.8: Typický průběh odrazivosti mřížky v závislosti na vlnové délce.....	29
Obr. 2.9: Změna indexu lomu, δn , v jádře vlákna. Délka sekce je δl , vstupní a výstupní pole jsou vyznačena	29
Obr. 2.10: Struktura vrstveného dielektrika	31
Obr. 2.11: Schematický náčrtek interferometrické metody	35
Obr. 2.12: Schematický náčrtek metody využívající fázovou masku	37
Obr. 2.13: Schematický náčrtek metody využívající fázové masky, pro kolmý dopad UV svazku	37
Obr. 2.14: Schematický náčrtek výroby fázové masky elektrolitografií: a) Nanosení fotorezistu a napaření tenké kovové vrstvy, b) Expozice elektronovým svazkem, vývojka, c) RIE a odstranění zbytků fotorezistu	39
Obr. 2.15: Výroba vláknové mřížky metodou bod po bodu	40
Obr. 2.16: Interferometr s fázovou maskou.....	41
Obr. 2.17: Lloydův interferometr	42
Obr. 2.18: Skenování svazkem přes fázovou masku	43
Obr. 3.1: Blokové schéma modelu mřížky	45
Obr. 3.2: Odraz rovinné vlny od M rovin nacházejících se od sebe ve vzdálenosti Λ . Odražené vlny interferují konstruktivně a intenzita dosahuje maxima, pokud je úhel α Braggovým úhlem	46
Obr. 3.3: Válcový systém souřadnic.....	47
Obr. 3.4: Závislost V parametru vlákna na vlnové délce a průměru jádra a) pro $\Delta n = 10^{-4}$, b) $\Delta n = 10^{-2}$. Hranice jednovidovosti je znázorněna rovinou $V = 2,405$	51
Obr. 3.5: Normovaný vidový diagram pro vid LP_{01}	52
Obr. 3.6: Závislosti pro vlákno Corning SMF-28, $n_{c0} = 1,458$, $n_{cl} = 1,464$, $d = 8,6 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$, a) $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_{c0}, \lambda)$ – vlnovodová disperze, b) $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda_0)$ – změna n_{eff} v důsledku osvětlení jádra vlákna	53
Obr. 3.7: Materiálová disperze – závislost indexu lomu na vlnové délce pro SiO_2	53

Obr. 3.8: Princip odebrání vzorků z libovolného průběhu indexu lomu a převodu na vrstvy pro další výpočty metodou vrstvení dielektrika	54
Obr. 3.9: Průběh intenzity interferenčního vzoru a průběh indexu lomu jádra vlákna v místě mřížky	55
Obr 3.10: Vzorkování harmonické funkce a) vertikálním a b) horizontálním vzorkováním. U horizontálního vzorkování je zaručeno odebrání vzorků v obou extrémech funkce	56
Obr. 3.11: Inverzní funkce popsaná vzorcem (3.25), přiřazení hodnot jednotlivým vzorkům na základě vzorců (3.26) – (3.29)	57
Obr. 3.12: Určení vzorků a parametrů vrstev pro obdélníkový průběh	58
Obr. 3.13: Vláknová mřížka jako čtyřportový prvek s přenosem T	59
Obr 3.14: Skládání mřížky z menších úseků pomocí TMM	60
Obr. 3.15: Popis dielektrických vrstev pomocí rozhraní se skokovým indexem lomu a volným prostředím	60
Obr. 3.16: Podmínky pro bezchybné navázání a) mřížkových úseků, b) jednotlivých vrstev	62
Obr. 3.17: Definice mřížkového elementu	63
Obr. 3.18: Optimalizace výpočtu mřížkového elementu pomocí řady 2^n , uvedeno pro příklad $N = 944$	64
Obr. 3.19: Možné typy průběhů v rámci mřížkového elementu, a) periodický průběh, b) neperiodický průběh, c) volné prostředí	65
Obr. 3.20: Rozdělení vláknové mřížky na sérii mřížkových elementů	66
Obr. 3.21: Odebírání hodnot δn_i a A_i ze a) zadaného Gaussovského průběhu apodizace a b) příslušného vypočteného chirpového profilu	67
Obr. 3.22: Gaussovský profil apodizace pro $\beta = 20$ (plná čára), $\beta = 30$ (tečkovaně) a $\beta = 40$ (čárkovaně), $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$	68
Obr. 3.23: Profil apodizace \cos^n pro $n = 2$ (plná čára), $n = 3$ (tečkovaně) a $n = 4$ (čárkovaně), $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$	69
Obr. 3.24: Profil apodizace sinc^n pro $n = 1$ (plná čára), $n = 2$ (tečkovaně) a $n = 3$ (čárkovaně), $p = 2$, $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$	70
Obr. 3.25: Profil chirpu lineárně chirpované mřížky délky $L = 2$ mm pro $\kappa = 0,2$ nm/mm (plná čára), $\kappa = 0,5$ nm/mm (tečkovaně) a $\kappa = 1$ nm/mm (čárkovaně), $A_0 = 530$ nm, $K = 100$	70
Obr. 3.26: Možnosti navazování vláknových mřížek a) průběžné navázání, b) navázání se vzájemnou mezerou, c) navázání se vzájemným překrytím	71
Obr. 3.27: Definice oblasti překrytí vláknových mřížek	72
Obr. 3.28: Omezení průběhu na maximální hodnotu změny indexu lomu δn_{\max}	74
Obr. 3.29: Určení propuštěného a odraženého pole mřížkovou strukturou	74
Obr. 3.30: Rozdělení struktury překrývajících se mřížek	79
Obr. 3.31: Moduly programu a jejich hierarchie	80
Obr. 4.1: Posun Braggovy rezonanční vlnové délky v důsledku změny n_{eff} . Jedná se o homogenní vláknovou mřížku délky $L = 5$ mm simulovanou ve vlákně Corning SMF-28, $A = 530$ nm, sinusový tvar periody, $\delta n = 1 \times 10^{-4}$ (plná čára) a $\delta n = 5 \times 10^{-4}$ (čárkovaně)	84
Obr. 4.2: Závislost a) R_{\max} , b) $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ na délce mřížky L pro různá δn . Závislosti jsou vypočteny pro Braggovu rezonanční vlnovou délku $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákně Corning SMF-28	85
Obr. 4.3: Přirovnání vláknové mřížky k sériové sestavě polopropustných zrcadel a) s odrazivostí 50%, b) s odrazivostí 40%	86
Obr. 4.4: Porovnání spektrální charakteristiky mřížek prvního a třetího řádu. $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, stejný počet period (při délkách 5 a 15 mm), obdélníkový tvar periody, ve vlákně Corning SMF-28 ...	87

Obr. 4.5: Porovnání vlivu tvaru periody na mřížku a) prvního řádu $L = 5$ mm a $\Lambda = 530$ nm, b) třetího řádu $L = 15$ mm a $\Lambda = 1590$ nm. Pro obě mřížky $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, simulace pro vlákno Corning SMF-28.	87
Obr. 4.6: Spektrální závislost odrazivosti mřížek s čistě apodizovaným Gaussovským profilem, $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákne Corning SMF-28.	89
Obr. 4.7: Spektrální závislost odrazivosti mřížek s čistě apodizovaným profilem \cos^n , $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákne Corning SMF-28.	89
Obr. 4.8: Spektrální závislost odrazivosti mřížek s čistě apodizovaným profilem \cos^n , $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákne Corning SMF-28, a) při konstantním p a různých n , b) při konstantním n a různých p	90
Obr. 4.9: Vliv kompenzace n_{eff} na spektrum odrazivosti Gaussovsky apodizované mřížky. $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákne Corning SMF-28.	92
Obr. 4.10: Analýza spektrálních charakteristik lineárně chirpované mřížky, $L = 10$ mm, $\Lambda_0 = 530,4$ nm, $\delta n = 5 \times 10^{-4}$, $\kappa = 0,2$ nm/mm ve vlákne Corning SMF-28.	93
Obr. 4.11: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou identických homogenních mřížek s parametry $L = 5$ mm, $\Lambda = 530$ nm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, mezimřížková vzdálenost (shora) $l = 0$, $l = \Lambda/4$, $l = \Lambda/2$, $l = 3\Lambda/4$	94
Obr. 4.12: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze tří identických homogenních mřížek s parametry $L = 5$ mm, $\Lambda = 530$ nm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, obě mezimřížkové vzdálenosti $l = \Lambda/295$	
Obr. 4.13: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou homogenních mřížek se stejnou periodou $\Lambda = 530$ nm. První mřížka má parametry $L_1 = 5$ mm, $\delta n_1 = 3 \times 10^{-4}$, druhá $L_2 = 3$ mm, $\delta n_2 = 5 \times 10^{-4}$. Mezimřížková vzdálenost $l = \Lambda/2$	95
Obr. 4.14: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou homogenních mřížek s rozdílnou periodou a) $\Lambda_1 = 529,8$ nm, $\Lambda_2 = 530,2$ nm, b) $\Lambda_1 = 529,95$ nm, $\Lambda_2 = 530,05$ nm. Obě mřížky mají parametry $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$	96
Obr. 4.15: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou Gaussovsky apodizovaných identických mřížek s parametry $\Lambda = 530$ nm, $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\beta = 20$	97
Obr. 5.1: Rozdělení požadovaného průběhu na segmenty a určení parametrů mřížek v jednotlivých segmentech. (bez ohledu na odezvu celkové struktury).	99
Obr. 5.2: Optimalizace mřížkového pole změnou parametrů jednotlivých segmentů. Změnou parametrů δn a L jednotlivých segmentů se mění odezva celého pole v jeho okolí.	100
Obr. 5.3: Optimalizace odezvy mřížkového pole změnou délky mezimřížkových prostor, vlivem fázového skoku dochází ke vzniku „štěrbiny“ ve spektru odrazivosti.	101
Obr. 5.4: Proložení zadaných hodnot s použitím kubické interpolace a interpolace po částech kubickým Hermiteovým polynomem.	102
Obr. 5.5: Rozdělení vyšetřovaného rozsahu na segmenty a určení hodnoty periody Λ v každém segmentu.	103
Obr. 5.6: Výpočet parametrů L_i a δn_i pro mřížky v jednotlivých segmentech.	105
Obr. 5.7: Diagram popisující způsob změny parametrů L a δn v závislosti na vypočtených hodnotách A_{Rmax} , $\Delta\lambda$ a požadovaných hodnotách $A_{\text{Rpož}}$, $\Delta\lambda_{\text{pož}}$	105
Obr. 5.8: Určení optimalizační oblasti pro zadaný rozsah ± 2 segmenty.	106
Obr. 5.9: Určení vážené odchylky z požadovaných hodnot $A_{\text{Rpož}}$ a vypočítaných hodnot A_{Rvyp}	107
Obr. 5.10: Příklad nalezení optimálních hodnot parametrů L a δn v prvním segmentu. Kriterium pro výběr možnosti je minimální hodnota R_{\square}	108
Obr. 5.11: Příklady průběhů požadované odrazivosti, kdy je a není vhodná optimalizace mezimřížkových prostor.	109
Obr. 5.12: Příklad výpočtu a) spektrálního průběhu odrazivosti dle zadaných hodnot, b) parametry popisující hledanou difrakční vláknovou strukturu.	115

1 Úvod

Vláknové mřížky se stávají klíčovou součástí mnoha optických systémů, protože otevírají řešení základních optických prvků ve vláknovém provedení. V současnosti se rozsáhle používají v telekomunikacích jako optické úzkopásmové filtry pro systémy s vlnovým dělením (WDM systémy) a kompenzátory chromatické disperze. V senzorové technice nalézají vláknové mřížky stále nové možnosti použití, nejčastěji v oblasti měření tlaku a teploty. Speciální struktury vláknových mřížek se uplatňují ve vláknových laserech a zesilovačích.

1.1 Přehled současného stavu problematiky

Již v roce 1978 Hill a spol. demonstrovali, že lze zapsat stálou mřížku v jádře optického vlákna pomocí dvou interferujících světelných svazků [1]. Přestože v následujících dvaceti letech bylo učiněno mnoho aktivit spojených s výrobou a použitím těchto vláknových mřížek, nebyl doposud mechanismus mikroskopických změn, které způsobují změnu indexu lomu jádra vyvolanou zářením (konkrétně ultrafialovým), plně pochopen. Postupně začalo být jasné, že v Germaniem dopovaných vláknech jsou klíčem k fotocitlivosti na ultrafialové (UV) záření Germanium-Oxidová deficitní centra.

Dnes jsou vláknové mřížky běžně vyráběny boční expozicí UV zářením s velkou intenzitou. Vlnová délka tohoto UV záření musí ležet uvnitř absorpčního pásma skla, ze kterého je jádro vlákna vyrobeno. Pro výrobu vláknových mřížek se typicky používá druhá harmonická Argonového laseru (244 nm) v kontinuálním režimu a nanosekundové impulsní lasery KrF (248 nm) a ArF (193 nm). UV absorpce, a tím i fotoindukovaná změna indexu lomu, je relativně malá ve standardních vláknech s malým obsahem GeO. Dopování germanio-křemičitých vláken vodíkem však vede ke zvýšení fotocitlivosti vláken na UV záření, jak bylo publikováno v [2], [3], [4].

Běžně se používají dva typy vláknových mřížek: Braggovy vláknové mřížky (Fiber Bragg Gratings – FBGs) s periodou okolo 1 μm a mřížky s dlouhou periodou (Long Period Fiber Gratings – LPFGs) s periodou až 500 μm [5]. Pro každý typ mřížek se používají jiné metody výroby. Zatímco FBGs se běžně vyrábí přímým osvitom interferujících svazků [6] nebo osvitom přes fázovou masku [7], LPFGs jsou spíše vyráběny bočním osvitom částí vlákna přes amplitudovou masku nebo postupným posunem a osvitom vlákna přes štěrbinu (metoda „bod po bodu“) [8].

Velká spektrální šířka pulsů z femtosekundového laseru a nízká koherence brání jeho použití při výrobě mřížek. Přesto byly femtosekundové lasery použity pro výrobu LPFGs. Výroba LPFGs s použitím 800 nm femtosekundových pulsů z vysokovýkonového titan-safírového laseru byla publikována v [9]. Takto vyrobené mřížky vykazovaly vysokou teplotní stabilitu a zachovávaly svoje optické vlastnosti až do 500 °C. Kromě využívání fotocitlivosti na UV záření mohou být mřížky vyráběny za

pomoci zaostřených pulsů z CO₂ laseru [10], elektrickým obloukem [11], střídavým uvolňováním napětí [12], periodickými mikroohyby [13] a iontovou implantací [14].

Spektrální vlastnosti vláknových mřížek umožňují jejich efektivní použití v mnoha optických systémech jako vláknové lasery [15], senzory [16], atd. S nalézáním nových možností využití vláknových mřížek v optických vláknových komunikacích začíná být stále důležitější zlepšování technik pro výrobu komplikovanějších mřížkových struktur. Pro dělení kanálů a kompenzaci chromatické disperze v systémech DWDM (systémy s hustým vlnovým dělením) jsou zapotřebí filtry s velice strmými hranami, vysokým potlačením postranních pásem a plochým hlavním maximem. K dosažení těchto požadavků je žádoucí provést apodizaci mřížky a zároveň zaručit, aby střední hodnota změny indexu lomu zůstala stejná (tzv. čistá apodizace). Pro pokročilejší vláknové struktury jako jsou bezdisperzní vláknové mřížky je nutné vytvořit ve struktuře mřížky několik fázových skoků. Bylo publikováno několik metod pro výrobu složitých struktur, jako jsou mřížky s čistou apodizací nebo fázovými skoky. Patří mezi ně metoda založená na pohybu vlákna i svazku při použití homogenní masky [17], užití fázové masky s proměnou difrakční efektivitou [18], metoda dvojité expozice [19] a metoda fázové masky s kontrolou polarizace [20].

Laditelné optické pásmové propusti jsou jednou z klíčových aplikací FBGs v telekomunikacích. FBG funguje jako pásmová propust v odrazném směru. Při použití FBG jako pásmové propusti musí být použity další optické prvky jako cirkulátory nebo couplery, aby pracovaly v propustném směru. Použití optického cirkulátoru však značně zvyšuje cenu systému a také zvyšuje útlum. FBG s fázovým skokem jsou jednou z možností, jak vytvořit pásmovou propust v propustném směru. Protože mají tyto mřížky velice úzkou šířku propouštěného pásma, jsou vhodné pro aplikaci např. ve vláknových laserech nebo systémech s velmi hustým vlnovým dělením. FBG s fázovým skokem může být zapsána do vlákna za pomoci fázové masky s fázovým skokem [21] nebo technikou UV post procesu [22]. Vyvolání dočasné změny fázového posunu v mřížce pomocí ohřevu [23] nebo tlaku [24] bylo také publikováno. Dočasný fázový skok vyvolaný v mřížce mizí s odstraněním vnějšího pole. Laditelné pásmové propusti založené na FBG s fázovým posunem představil Xu a spol. [25], když použil piezoelektrický krystal k ladění fázového posunu v lineárně chirpované mřížce. Ale jejich laditelný filtr nemohl být kontinuálně laděn a kontrolní mechanismus byl velice komplikovaný a drahý.

Moderní trendy směřují ke zdokonalování nových struktur FBG jako jsou vláknová mřížková pole [26], superstrukturní mřížky [27] nebo mřížky se zpětnou vazbou [28]. Tyto struktury nalézají využití jako pásmové propusti v propustném směru [29], filtry pro DWDM systémy [30] nebo senzory pro měření tahu, teploty a příčného zatížení [31]. Byly také publikovány nové metody pro výrobu těchto struktur, jako použití laditelné polymerní fázové masky [32] nebo laděním masky teplotou během výroby [33].

1.2 Cíle disertační práce

Společně s rozvojem technologie výroby vláknových mřížek vystupuje do popředí fáze návrhu a definice parametrů mřížek. Při návrhu vláknových mřížek se vychází z parametrů použitého vlákna, dosazováním parametrů se potom pomocí známých metod počítá spektrum odrazivosti a skupinového zpoždění vláknové mřížky. Bylo již publikováno několik metod pro optimalizaci parametrů jednoduchých mřížkových struktur, jako jsou [34], [35]. Cílem této práce je navržení algoritmu, pomocí kterého je možné vypočítat parametry rozsáhlé mřížkové struktury z požadovaných spektrálních vlastností. Základem práce je výzkum chování struktur vláknových mřížek a mřížkových polí, porovnání dostupných metod pro výpočet jejich spektrálních vlastností, studie dostupných technologií výroby vláknových mřížek. S ohledem na omezené možnosti technologie výroby bude vyvinut nový algoritmus pro výpočet parametrů složitých mřížkových struktur na základě požadovaných spektrálních vlastností. Stěžejní části práce jsou:

- Studie metod pro návrh a simulaci vláknových mřížek
- Modelování reálných struktur mřížek a mřížkových polí
- Modelování vlivů technologických omezení
- Analýza chování mřížek a mřížkových polí vzhledem ke změně výrobních parametrů
- Návrh a realizace optimalizačního algoritmu pro syntézu vláknových členů s určenými vlastnostmi

První část práce zahrnuje studium současných metod pro návrh vláknových mřížek, provedení analýzy elementární struktury vláknových mřížek a mřížkových polí s ohledem na jejich rozměry a materiálové vlastnosti. V další části práce je zapotřebí vytvořit matematický model popisující vláknové mřížky a mřížková pole. Za pomoci tohoto modelu bude zjištěna citlivost na jednotlivé parametry vláknových mřížek. Následně budou do modelu zahrnuty omezení vyplývající z technologie výroby fázových masek a mřížek samotných. Na základě těchto omezení bude vytvořen algoritmus pro syntézu vláknových struktur s předem určenými vlastnostmi.

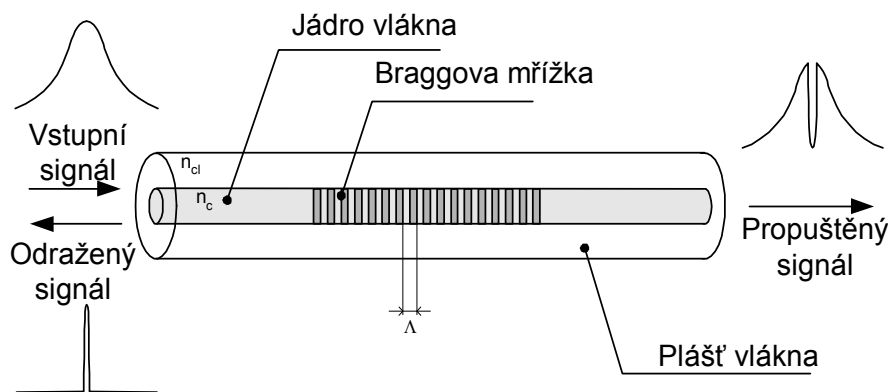
2 Braggovy vláknové mřížky

2.1 Definice Braggových vláknových mřížek

Vláknové mřížky jsou tvořeny periodickou změnou indexu lomu jádra podél osy vlákna s periodou Λ a amplitudou δn . Tato periodická struktura tvoří rozložené Braggovo zrcadlo (Distributed Bragg Reflector – DBR), které váže procházející a odražené optické záření [36]. Vláknová mřížka tak periodicky mění fázi a intenzitu procházející, nebo odražené, světelné vlny. Braggova vláknová mřížka s naznačeným průběhem vstupních a výstupních signálů je schematicky znázorněna na Obr. 2.1. Vlnová délka, při které se světlo odráží s největší efektivitou, se nazývá Braggova rezonanční vlnová délka, λ_{Bragg} . Závislost mezi Braggovou rezonanční vlnovou délkou a prostorovou periodou mřížky je dána vztahem [37]:

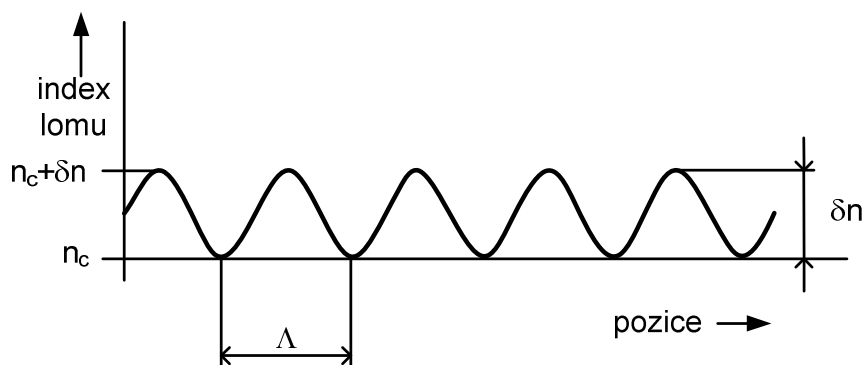
$$\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{2n_{\text{eff}}\Lambda}{N}, \quad (2.1)$$

kde λ_{Bragg} je Braggova rezonanční vlnová délka, n_{eff} je efektivní vidový index, Λ je prostorová perioda mřížky a N je přirozené číslo vyjadřující řád periody mřížky.



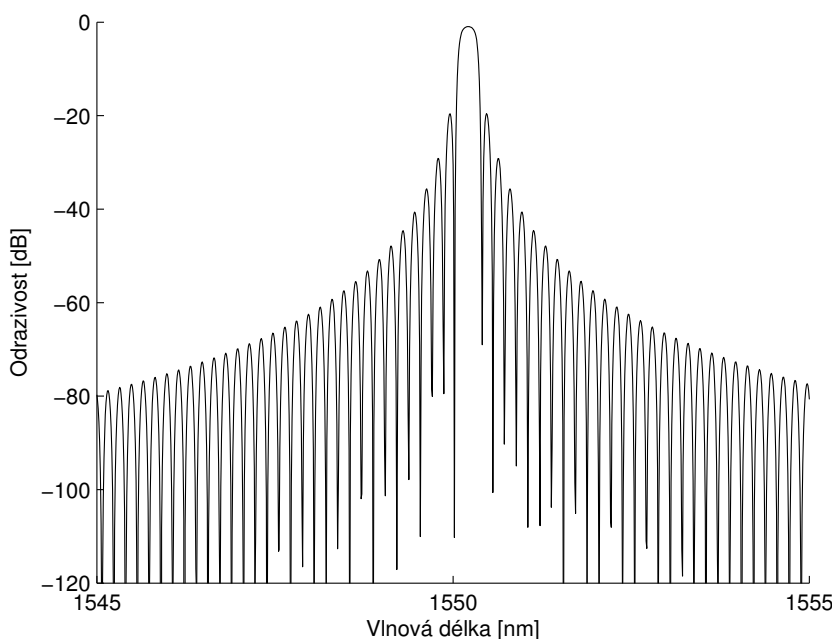
Obr. 2.1: Schematický náčrt Braggovy vláknové mřížky

Vláknové mřížky lze rozdělit do dvou základních skupin. První skupinu tvoří Braggovy vláknové mřížky, jejichž řád, N , je roven jedné a jejich perioda tak odpovídá polovině Braggovy rezonanční vlnové délky. Pro běžné aplikace se jejich perioda pohybuje okolo 1 μm . Druhou skupinu tvoří mřížky s dlouhou periodou, u kterých se využívá vyšších řádů period, N . U těchto mřížek dosahuje perioda typicky desítky až stovky μm . Princip funkce FBG i LPFG je podobný, záleží hlavně na technologických možnostech výroby a požadavcích na použití.



Obr. 2.2: Ilustrační průběh indexu lomu homogenní vláknové mřížky, n_c je index lomu jádra, δn je hloubka modulace a Λ je perioda mřížky

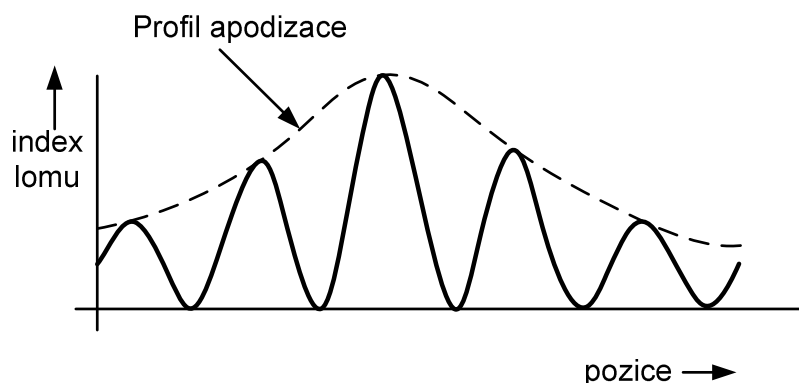
Zjednodušeně řečeno, vláknové mřížky fungují jako optické pásmové filtry; odráží optické záření o vlnové délce blízké Braggově rezonanční vlnové délce, záření ostatních vlnových délek propouští. Přenos mřížky je ale ve skutečnosti ovlivněn mnoha vstupními parametry, jejich vhodnou změnou lze dosáhnout požadované odezvy. V nejjednodušším případě má mřížka přes celou svoji délku konstantní periodu Λ a změnu indexu lomu (hloubku modulace) δn , jak je vyobrazeno na Obr. 2.2. Taková mřížka je označovaná jako homogenní.



Obr 2.3: Spektrální odezva homogenní vláknové mřížky s Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 5 mm a hloubkou modulace 4×10^{-4}

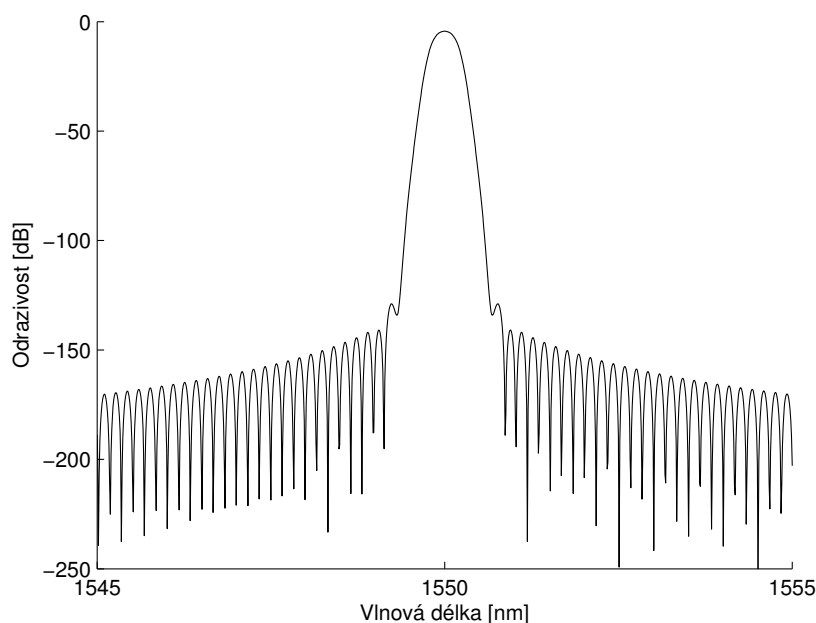
Spektrální charakteristika odrazivosti takovéto mřížky bude mít typický průběh, jak je vyobrazeno na Obr. 2.3. Hlavní maximum představuje požadované pásmo, které má mřížka odrážet a střed hlavního maxima odpovídá Braggově rezonanční vlnové délce podle vzorce (2.1). Maximální odrazivost a šířka hlavního maxima je potom ovlivněna dalšími parametry, jako je délka mřížky L , změna indexu lomu δn a vlastnosti

vlákna, do kterého je mřížka vepsána. Podrobnější rozbor, jak které parametry ovlivňují odezvu mřížky, bude popsán v následujících kapitolách. Kromě hlavního maxima jsou součástí odraženého signálu i další spektrální složky, které vznikají jako vedlejší rezonance mřížky. Tyto postranní laloky jsou převážně považovány jako parazitní a v některých případech je třeba jejich maximální potlačení.



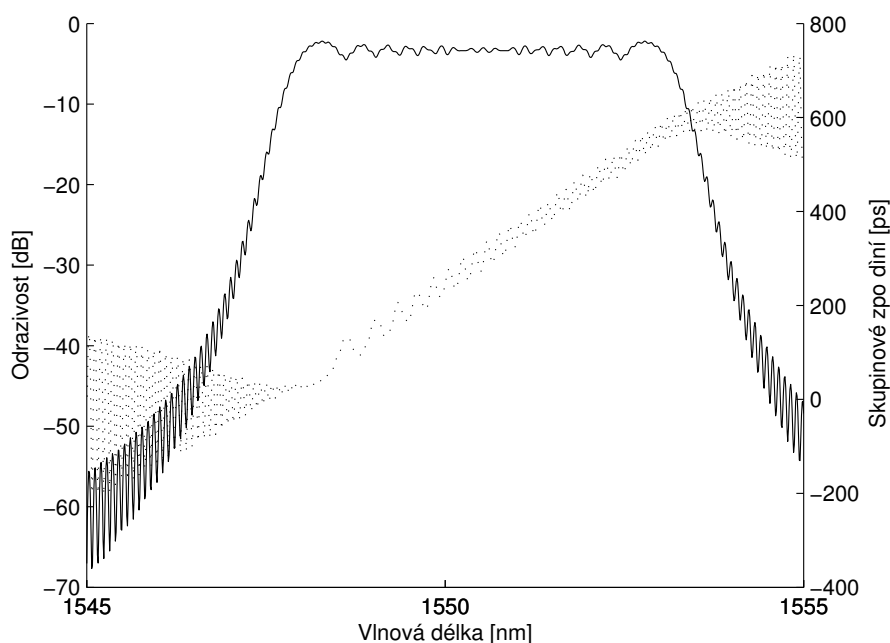
Obr. 2.4: Ilustrační průběh indexu lomu apodizované vláknové mřížky s profilem apodizace Gaussovou křivkou

Vláknové mřížky nejsou nekonečně dlouhé, každá mřížka má svůj začátek a konec. Doposud uvažovaná homogenní mřížka začíná a končí skokově, obálku její modulace tvoří obdélník. Fourierova transformace takovéto „obdélníkové“ funkce vede ke známé funkci *sinc*, která má ve svém spektru postranní laloky. Z pohledu návrhu mřížky by pak mělo být výhodnější vytvořit na struktuře mřížky obálku blížíci se např. Gaussově křivce, jak je naznačeno na Obr. 2.4, protože transformace Gaussovy funkce je opět Gaussova funkce. Tím by došlo k odstranění nežádoucích postranních laloků.



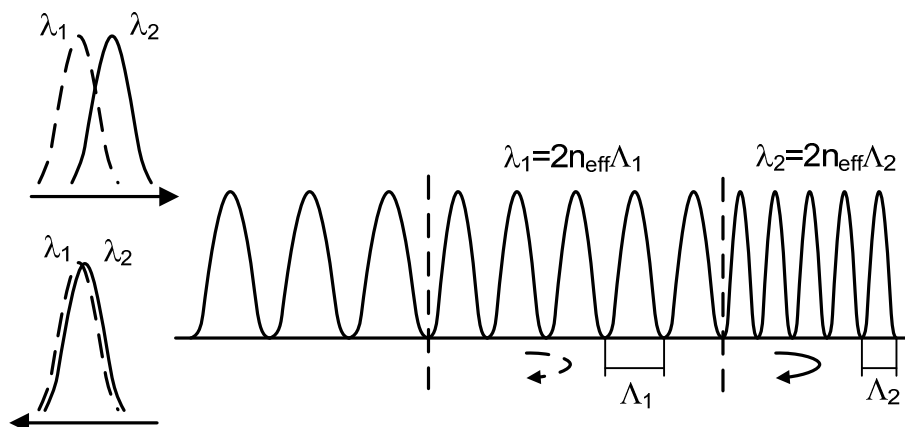
Obr. 2.5: Spektrální odezva apodizované vláknové mřížky s Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 5 mm, hloubkou modulace 6×10^{-4} , profil apodizace Gaussovou křivkou

Vytváření profilu změny indexu lomu δn v závislosti na pozici z se nazývá apodizace. Při použití vhodného apodizačního profilu je opravdu možné dosáhnout značného potlačení postranních laloků ve spektru odrazivosti mřížky, jak je naznačeno na Obr. 2.5. Protože vláknové mřížky jsou často využívány jako optické filtry, je žádoucí tyto postranní laloky co nejvíce potlačit pro zlepšení odstupu signálu od šumu. Nejběžněji používané profily apodizace jsou Gaussovou křivkou [38], funkcí \cos^n (raised cosine) [39] nebo funkcí sinc [40].



Obr. 2.6: Spektrální odezva chirpované vláknové mřížky se základní Braggovou rezonanční vlnovou délkou 1550 nm, délkou 10 mm, hloubkou modulace 1×10^{-3} a lineárním chirpem 0,2 nm/mm. Odrazivost je znázorněna plnou čarou, skupinové zpoždění čárkovanou

Další možnou cestou, jak ovlivnit odezvu mřížek a rozšířit jejich možnosti použití představuje možnost změny periody mřížky Λ v závislosti na poloze z . Vytváření změny periody uvnitř mřížky se nazývá chirp a vede k mnohým změnám ve spektrální odezvě mřížky. Důležitou vlastností je to, že rozladěním periody mřížky Λ dochází podle vzorce (2.1) také k rozladění Braggovy rezonanční vlnové délky λ_{Bragg} a tím k adekvátnímu rozšíření odraženého pásma, jak je znázorněno na Obr. 2.6.



Obr. 2.7: Ilustrační průběh indexu lomu chirpované mřížky s vyznačením vzniku skupinového zpoždění

Chirpovanou mřížku si lze tedy představit jako několik různých mřížek zařazených do série, tvořící funkční celek. Při této představě je potom pochopitelné, že jednotlivé spektrální složky světla se odráží v různých místech mřížky. Podle velikosti periody odpovídá danému úseku konkrétní Braggova rezonanční vlnová délka. Při odrazu světla na mřížce to potom znamená, že jednotlivé složky světla urazí různou dráhu a dochází tak k jejich časovému posunu. Časové zpoždění je dané profilem chirpu, jak je naznačeno na Obr. 2.7. Toto zpoždění se nazývá skupinovým zpožděním a jeho průběh pro mřížku s lineárním profilem chirpu (velikost periody roste směrem od začátku mřížky) je naznačen na Obr. 2.6. Pro takto lineárně chirpovanou mřížku je průběh skupinového zpoždění, v rozmezí odražené šířky pásma, přibližně lineární. Tato vlastnost lze s výhodou využít např. ke kompenzaci chromatické disperze. Více o využití chirpovaných vláknových mřížek je uvedeno v literatuře [37], [41].

2.2 Fotocitlivost v optických vláknech

Fotocitlivost ve vlákne představuje možnost trvalé změny indexu lomu v jádru vlákna na základě osvitu vlákna zářením o vhodné vlnové délce a intenzitě. Zpočátku se fotocitlivost ve vláknech spojovala pouze s germaniem dopovanými vlákny z křemičitého skla a osvitěm intenzivním ultrafialovým zářením na vlnových délkách okolo 250 nm. S nadcházejícími roky vývoje však byla objevena fotocitlivost v mnoha dalších vláknech, z nichž některé neobsahovaly germanium vůbec. Přesto však zůstávají dodnes vlákna s germaniem dopovaným jádrem nejdůležitějšími při výrobě vláknových mřížek.

Při zjišťování, zda jsou dopanty nezbytné k fotocitlivosti vlákna bylo vydáno mnoho studií. Prvním důkazem byl fakt, že germanium se vyskytuje jako dopant u všech fotocitlivých vláken. Bylo také ověřeno, že nedochází k tvorbě mřížky při osvitu vláken z čistě křemičitého skla. Tato fakta vedla původně k závěru, že germanium je nutný dopant k dosažení fotocitlivosti. Toto však bylo později vyvráceno, když bylo dosaženo fotocitlivosti u vláken dopovaných europiem [42], ceriem [43], a erbiem:germaniem [44]. Žádný z těchto dopantů však nedosahuje takové citlivosti jako germanium. Relativně velké fotocitlivosti lze dosáhnout dopací germanium-bórem. Z praktického hlediska však zůstávají vlákna s germaniem dopovaným jádrem nejzajímavějšími pro

výrobu vláknových mřížek jak v telekomunikačním průmyslu, tak i v senzorových aplikacích. Za základ fotocitlivosti v germaniem dopovaném křemičitém sklu se považují poruchy v germanio-kyslíkové struktuře (GODCs – Germanium Oxygen Deficient Centers), jako je dvojmocný neutrální atom germania (O-Ge-O nebo Ge_2^0 centrum), Ge-Si nebo Ge-Ge (nazývané taky „chybné spoje“). Obecně je však fotocitlivost funkcí mnoha mechanismů (fotochemických, fotomechanických, termomechanických) a je závislá na vlastnostech konkrétního vlákna, stejně jako na intenzitě a vlnové délce dopadajícího záření [41].

Většina pokusů o vepsání mřížky do fotocitlivého vlákna vede k monotónnímu zvýšení indexu lomu, což je charakteristické pro fotocitlivost Typu I. Fotocitlivost Typu I se vyskytuje ve většině běžných vláken při osvitu kontinuálním nebo pulzním UV zářením. Konkrétněji dochází k formování tohoto typu při výrobě mřížek pulzy s energií okolo 100 mJ/cm^2 a kumulativní energií nad 500 J/cm^2 [41]. Velice však záleží na tom, jak je vlákno fotocitlivé a výsledkem je zvýšení indexu lomu ($\delta n > 0$). Další osvit UV zářením tohoto typu mřížky vede v některých případech k částečnému nebo úplnému vymazání mřížky, vedoucí k nové spektrální formaci spojené s vysoce negativní změnou indexu lomu ($\delta n < 0$). Takto formovaná mřížka se klasifikuje jako Typ IIA (někdy se také označuje jako Typ III). Vznik mřížek Typu IIA bývá často spojený s vysoce dopovanými vlákny ($>25\%$ mol dopace Ge). Je skoro jisté, že mechanismy související s formací mřížek Typu I a Typu IIA jsou rozdílné. Má se za to, že vývoj indexu lomu při osvitu vychází ze dvou reakcí. První, při které dochází k úbytku defektních center nebo vzniku nové chemické sloučeniny, což vede k nárůstu indexu lomu. Druhá reakce, která je pomalejší než první, vytváří zápornou změnu indexu lomu v důsledku reorganizace struktury látky.

Třetí režim odpovídá ozařování na energetických úrovních vyšších než 1000 mJ/cm^2 , kdy lze vybudit poměrně velkou změnu indexu lomu za pomoci jediného pulzu z excimerového laseru [41]. Takové mřížky jsou klasifikovány jako Typ II a jsou výsledkem fyzického poškození v jádru vlákna způsobující velkou změnu indexu lomu. Takto vzniklá mřížka vykazuje velkou stabilitu i při vysokých teplotách. Mřížka Typu II nemá co do struktury a podmínek vzniku nic společného s Typem IIA.

Techniky pro zvýšení fotocitlivosti

Při výběru vhodného vlákna pro výrobu vláknových mřížek bývá často kladena otázka, které vlákno je nejvhodnější. Bezpochyby nejlepší odpověď na tuto otázku by byla „standardní telekomunikační vlákno“. Přestože existují metody pro zvýšení fotocitlivosti takových vláken, ne v každé aplikaci vláknových mřížek je to správná volba. Teoreticky by měla být kompatibilita se standardním vláknem zásadní, v praxi jsou však pro různé prvky zapotřebí různé typy vláken. A právě tento argument otevírá možnosti pro objevování nových technik výroby mřížek a zvyšování fotocitlivosti vláken.

Od objevení fotocitlivosti ve vláknech a výroby prvních mřížek v germanio-křemičitých vláknech je neustálá snaha k pochopení a zlepšování fotocitlivosti. Standardní telekomunikační vlákna s obsahem germania okolo 3% mají typicky možnost změny indexu lomu δn přibližně 3×10^{-5} . Zpravidla zvyšování úrovně dopace vede ke zvýšení δn až na hodnoty okolo 5×10^{-4} [41]. Pro většinu běžných aplikací je tato hodnota postačující, ale v některých aplikacích, kde jsou zapotřebí vysokoodrazné mřížky je nezbytné navýšení změny indexu lomu δn až v řádu 10^{-3} . Existuje několik

metod pro zvyšování fotocitlivosti, jako jsou např. hydrogenizace [45], žárové žíhání [46] nebo současná dopace dalším prvkem [47].

Asi nejjednodušší technika vedoucí ke zvýšení citlivosti je zvyšování obsahu germania v jádru vlákna. Jak bylo řečeno, fotocitlivost přímo souvisí s množstvím defektních center (GODCs) v jádru vlákna. Výskyt těchto center je spojený s absorpcí světla na vlnové délce okolo 240 nm a je charakteristický výskytem Ge-Ge vazeb (chybné spoje). Výskyt těchto defektů zpravidla roste s koncentrací germania, zvýšený počet těchto defektů vede ke zvýšení fotocitlivosti. Satureovaná změna indexu lomu vyvolaná UV zářením roste přibližně lineárně se zvyšující se koncentrací germania. Velikost změny δn se pohybuje od 3×10^{-5} pro standardní telekomunikační vlákna (3 mol% GeO_2) až po $2,5 \times 10^{-4}$ pro vysoce dopovaná vlákna (~20 mol% GeO_2) při osvětlení kontinuálním laserem na vlnové délce 244 nm [48].

Hydrogenizací se rozumí difuze molekul vodíku do struktury vlákna. Při tomto procesu je vlákno uloženo na několik dní až týdnů do tlakové komory, která je napuštěna plynným vodíkem. Proces hydrogenizace probíhá při teplotách 20-75°C a tlaku typicky okolo 150 atm [45]. Tento postup způsobí difuzi molekul vodíku do jádra vlákna. V 95% případů dochází k difuzi vodíku až do jádra vlákna i při pokojové teplotě. Touto metodou lze dosáhnout permanentní změny indexu lomu až 10^{-2} . Výhodou hydrogenizace je možnost výroby vláknových mřížek v jakýchkoliv germanio-křemičitých i bezgermaniových vláknech. Následně vodík difunduje ven z vlákna, a to v oblastech, které nebyly osvětleny. Díky tomu nejsou negativně ovlivněny přenosové vlastnosti vláken v důsledku přítomnosti OH skupin, které vedou k útlumu v důležitých komunikačních oknech.

Žárové žíhání je jednoduchá a efektivní metoda pro zvýšení fotocitlivosti v germanio-křemičitých vláknech. Zvýšení fotocitlivosti pomocí žárového žíhání způsobuje pouze zanedbatelné zvýšení útlumu na důležitých komunikačních oknech vlákna. Oblast vlákna, ve které je třeba zvýšit fotocitlivost, se opakovaně vystavuje plamenu z vodíkového hořáku, který může dosahovat teploty až 1700 °C. Při takhle vysokých teplotách dochází k difuzi vodíku do jádra vlákna velice rychle a dochází k reakcím vedoucím k tvorbě GODCs. Zvyšování fotocitlivosti touto cestou trvá přibližně 20 minut. Tvorba GODCs vyvolává ve vlákně silné absorpční pásmo na vlnové délce 240 nm, což vede k vysokému nárůstu fotocitlivosti jádra vlákna [41]. Technika žárového žíhání byla použita ke zvýšení fotocitlivosti standardního telekomunikačního vlákna na více než 10-ti násobek, způsobující změnu indexu lomu δn až 10^{-3} [46]. Techniky pro zvýšení fotocitlivosti založené na hydrogenizaci a žárovém žíhání sledují stejný koncept. V obou případech je využito vodíku k chemické reakci v germanio-křemičitém sklu, aby došlo k vytvoření GODCs, a tím zvýšení fotocitlivosti. Je zde ale několik výhod žárového žíhání oproti hydrogenizaci. Při žárovém žíhání je fotocitlivost permanentní, na rozdíl od hydrogenizace nedochází ke snižování fotocitlivosti v důsledku difuze vodíku ven z vlákna. Žárově žíhaná vlákna umožňují vytváření silných mřížek (mřížky s velkým δn) ve standardních telekomunikačních vláknech, které samy o sobě nevykazují téměř žádnou fotocitlivost. Díky relativně malé velikosti plamene lze zvýšit fotocitlivost vlákna lokálně. Hlavní nevýhodou žárově žíhaných vláken však zůstává fakt, že při tomto procesu dochází v důsledku vysokých teplot k oslabení vlákna, což může způsobovat problémy z hlediska dlouhodobé stability takto vyrobených mřížek

Současné dopování dalším prvkem germanio-křemičitých vláken vede také ke zvyšování fotocitlivosti. V praxi se pak nejčastěji používá kodopace bórem, která vede ke zvýšení fotocitlivosti až na 4 násobek [47]. K výrobě těchto vláken se nejčastěji používá modifikovaná depozice z plynné fáze (MCVD – Modified Chemical Vapour Deposition) [49]. Dopování bórem neovlivňuje absorpci na vlnové délce 240 nm (ani tvar absorpčního maxima na této vlnové délce) a nebyla zjištěna ani jiná absorpční maxima [47]. Z toho vyplývá, že dopace bórem nezvyšuje fotocitlivost prostřednictvím vzniku dalších GODC, jako je tomu v případě hydrogenizace a žárového žíhání. Dopace bórem však způsobuje změnu termomechanických vlastností na rozhraní germanium-bór-křemíkového jádra a křemíkového pláště vlákna. Některé teorie poukazují na to, že ke zvýšení fotocitlivosti ve vláknech dochází fotoindukovaným uvolněním pnutí na rozhraní jádro-plášť [50].

Pro velké množství aplikací, jako jsou vláknové lasery a zesilovače, je zapotřebí vyrobit mřížku ve vláknech s dopací vzácnými kovy (RE – rare-earth). Do takových vláken je mnohem složitější zapsat mřížku než do vláken obyčejných. Ještě horší je to, že se ve vláknech s dopací RE často nahrazuje germanium hliníkem (Al_2O_3) z důvodu redukce jevů způsobujících zakalení vlákna a snižování životnosti. Nedostatek germania ve vláknech potom způsobuje značné snížení fotocitlivosti. Mřížky mohou být vytvořeny ve většině vláken, ale změna indexu lomu δn při osvitu 240 nm zářením zůstává velice malá ($<10^{-4}$). Při osvitu Al/Yb/Er vláken zářením o vlnové délce 193 nm dochází ke změně indexu lomu δn přibližně 10^{-4} , pokud se provede hydrogenizace, může δn dosáhnout až 10^{-3} [51]. Hydrogenizace tedy významně zvyšuje fotocitlivost bezgermaniových RE dopovaných vláken. Ale i po hydrogenizaci vykazuje použitelnou fotocitlivost ($>10^{-4}$) pouze omezená množina vláken s RE dopanty, jako jsou Er, Nd, Ce a Tb. Přehledný soupis vybraných metod zvyšování fotocitlivosti včetně jejich výhod a nevýhod je uveden v Tab. 2.1.

Typ vlákna	Výrobní proces	Fotocitlivost, δn	Výhody	Nevýhody
Standardní telekomunikační, Ge ~3%	Standardní CVD/PECVD	Velice nízká, zpravidla v řádu 10^{-6}	Jednoduchá výroba, použitelné pro mřížky s nízkou odrazivostí	Velmi malá fotocitlivost
S vysokým obsahem germania, 10-30% mol	Standardní CVD/PECVD	Nízká, v řádu 10^{-4}	Dobrá kvalita vákna, jednoduché na výrobu	Fotocitlivost není dostatečná pro výrobu vysokooodrazných mřížek bez dalších úprav vlákna
Redukované množství germania (~10% mol)	Vyráběné v ochranné atmosféře bez kyslíku	Dobrá, kolem 5×10^{-4}	Nízký výskyt OH^- molekul, nízké ztráty, kruhové jádro	Větší spotřeba germania oproti standardním vláknům
Dopace bór-germanium	Vyžaduje dodatečnou kalibraci, bór snižuje index lomu jádra	Velmi dobrá, kolem 8×10^{-4}	Nízký výskyt OH^- molekul, nízké ztráty. Může být kompatibilní se standard. tel. vlákny	Složitá výroba preformy, velké vnitřní pnutí, větší útlum, eliptické jádro

Braggovy vláknové mřížky

Za tepla hydrogenizované s obsahem germania	Preforma vyhřívána na 750°C ve vodíkové atmosféře	Stejný jako předchozí	Nenáročné na skladování (nedochází k difundování vodíku z vlákna)	Větší útlum v důsledku výskytu OH ⁻ molekul
Za tepla hydrogenizované bór-germaniové	Stejný jako předchozí	Velmi dobrá, kolem 10 ⁻³	Může být kompatibilní se standardními telekomunikačními vlákny	Velké vnitřní pnutí, složité na výrobu, velký útlum na 1500 nm
Za vysokého tlaku a nízké teploty hydrogenizované germaniové	Jednoduchá výroba, ale vyžaduje vysokotlakou nádobu (až 800 Bar)	Výborná, kolem 10 ⁻² pro standardní telekomunikační vlákno	Všestranná metoda, lze použít na široké spektrum vláken	Se zvýšením indexu lomu se zvyšuje útlum související s OH ⁻ . Fotocitlivost je časově omezená z důvodu difundování H ₂ ven z vlákna (nutno skladovat při nízkých teplotách)
Za vysokého tlaku a nízké teploty nasakované v deuteriu	Stejný jako předchozí	Stejný jako předchozí	Nevzniká útlum na 1300/1500 nm, netvoří se OH ⁻ molekuly	Extrémně drahá možnost. Nutno skladovat při nízkých teplotách, aby nedocházelo k difundování D ₂ ven z vlákna
Za vysokého tlaku hydrogenizované RE dopované (bezgermaniové)	Stejný jako předchozí	Možnost vzniku fotocitlivosti u mnoha druhů křemičitých vláken	Lze vytvářet lasery s rezonátorem uvnitř vlákna	Vyžaduje osvit na vlnové délce 193 nm k dosažení použitelné změny indexu lomu

Tab. 2.1: Možnosti zvýšení fotocitlivosti optických vláken [37]

2.3 Metody pro výpočet spektrálních vlastností vláknových mřížek

Existuje několik metod, které mohou být použity pro analýzu pole šířícího se proměnnými strukturami. Nejpoužívanější z těchto metod je teorie vázaných vidů (Coupled Mode Theory – CMT). Teorie vázaných vidů se často používá k získání kvantitativních informací o difrakční efektivitě a spektrálních závislostí vláknových mřížek. Obousměrně šířící se složky pole (získané zavedením strukturálních poruch do ideálního vlnovodu), které se šíří uvnitř struktury, jsou propojeny pomocí vázaných diferenciálních rovnic. Řešení komplikovanějších struktur vede k numerickému řešení dvou vázaných diferenciálních rovnic, analytické řešení je možné pouze pro homogenní mřížky. Pro výpočet složitějších struktur však může být použita metoda přenosové matice (Transfer Matrix Method – TMM).

Při předběžném návrhu mřížek a pro analýzu základních vlastností mřížky lze použít zjednodušený model vycházející z teorie vázaných vidů. Jak je uvedeno

v rovnici (2.1), Braggova rezonanční vlnová délka λ_{Bragg} závisí na periodě mřížky Λ a efektivním indexu lomu n_{eff} . Ve zjednodušeném modelu lze uvažovat, že mřížka je tvořena harmonickou změnou indexu lomu jádra vlákna, která může být zapsána ve tvaru:

$$n(z) = n_c + \delta n \left[1 + \cos\left(\frac{2z\pi}{\Lambda}\right) \right] \quad (2.2)$$

kde n_c je index lomu jádra vlákna, δn je fotoindukovaná změna indexu lomu, z je pozice ve směru šíření světla mřížkou ($z = 0$ představuje začátek mřížky, $z = L$ je konec mřížky délky L) a Λ je perioda mřížky. Analytickým řešením rovnice (2.2) teorií vázaných vidů podle Lam a Garside [52] popisující vlastnosti odrazivosti Braggových mřížek, lze vyjádřit odrazivost mřížky R v závislosti na délce mřížky L a vlnové délce λ následujícím vztahem:

$$R(L, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sL)}{\Delta k^2 \sinh^2(sL) + s^2 \cosh^2(sL)} \quad (2.3)$$

kde proměnné Ω , Δk a s lze vyjádřit rovnicemi:

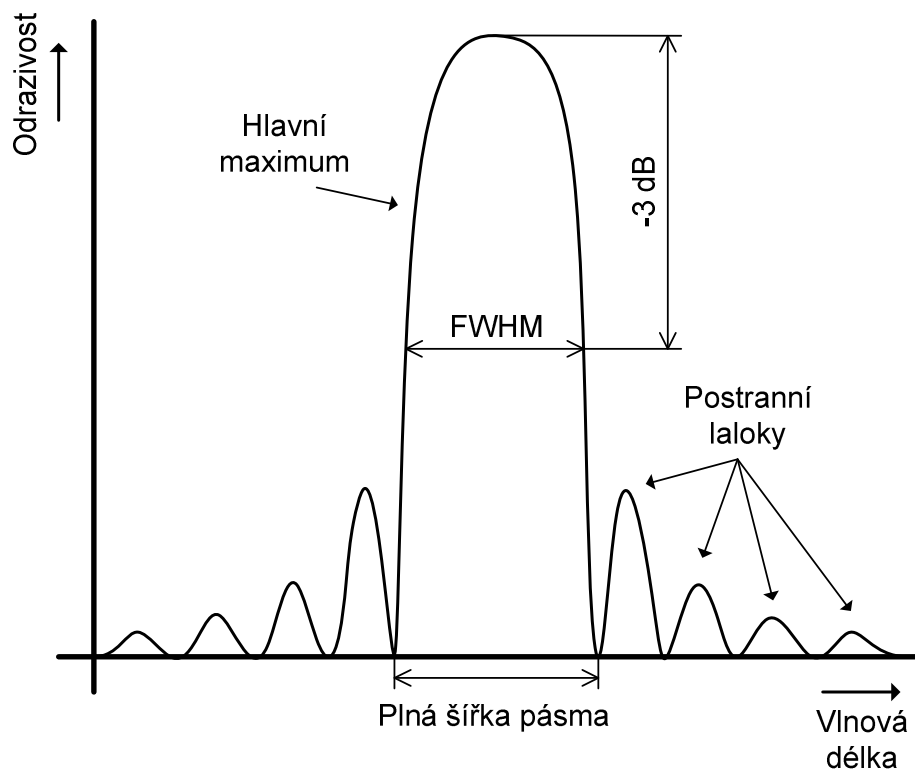
$$\Omega = \frac{\pi \delta n \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{2\pi r}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{cl}^2} \right)^2} \right)}{\lambda} \quad (2.4)$$

$$\Delta k = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.5)$$

$$s = \sqrt{\Omega^2 - \Delta k^2} \quad (2.6)$$

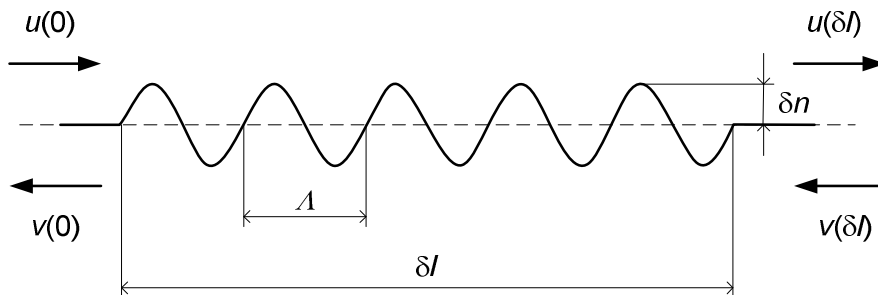
kde δn je fotoindukovaná změna indexu lomu, λ je vlnová délka, r je poloměr jádra vlákna, n_c je index lomu jádra vlákna, n_{cl} je index lomu pláště vlákna, n_{eff} je efektivní vidový index a Λ je perioda mřížky.

Výsledkem výpočtu podle rovnice (2.3) bude charakteristický tvar křivky znázorňující amplitudovou charakteristiku odrazivosti vláknové mřížky, jak je zobrazeno na Obr. 2.8. Typický tvar amplitudové charakteristiky je podobný funkci *sinc*. Střed hlavního maxima představuje Braggovu rezonanční vlnovou délku λ_{Bragg} . Plná šířka odraženého pásma je měřena mezi minimy na okraji hlavního maxima. V praxi se častěji uvažuje šířka pásma při 50% poklesu odraženého výkonu (-3dB), označovaná jako FWHM (Full-Width Half-Maximum). Na obou stranách od hlavního maxima se vyskytují postranní laloky, které představují vedlejší rezonance mřížky. Postranní laloky představují parazitní rezonance, v některých případech je třeba tyto laloky co nejvíce potlačit, jak bude popsáno níže.



Obr. 2.8: Typický průběh odrazivosti mřížky v závislosti na vlnové délce

Pro výpočet nehomogenních mřížek (tzn. δn a Λ nejsou konstantní v závislosti na poloze z) je zapotřebí použít složitější modely vycházející z elementární struktury vláknové mřížky. Analytické řešení pro mřížku délky L s libovolnou modulací změny indexu lomu a periody ale nemá jednoduchou formu, protože proměnné δn a Λ od sebe nemohou být odděleny z důvodu společného ovlivňování přenosové funkce. Proto může být teorie vázaných vidů použita k výpočtu výstupních polí pouze krátké sekce o délce δl . Pro tuto krátkou sekci jsou proměnné δn a Λ konstantami. Pro mřížku s konečným počtem period vede analytické řešení k vyjádření komplexních koeficientů odrazivosti a propustnosti. Tyto konstanty jsou potom použity jako vstupní parametry pro další sekci mřížky, která nemusí být nutně stejné délky jako sekce předchozí. Vstupní a výstupní pole pro jednu sekci mřížky jsou vyobrazeny na Obr. 2.9. Mřížka může být takto uvažována jako čtyřportový prvek se čtyřmi poli: vstupní pole $u(0)$ a $v(0)$, a výstupní pole $v(\delta l)$ a $u(\delta l)$ [37]:



Obr. 2.9: Změna indexu lomu, δn , v jádře vlákna. Délka sekce je δl , vstupní a výstupní pole jsou vyznačena

Vztah mezi vstupními a výstupními poli (na Obr. 2.9 první sekce mřížky) lze popsat přenosovou maticí \mathbf{T}^1 , reprezentující amplitudovou a fázovou odezvu mřížky. Pro krátkou homogenní sekci mřížky je popsána závislost mezi u , v a \mathbf{T}^1 vztahem [37], [55]:

$$\begin{bmatrix} u(\delta l_1) \\ v(\delta l_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11}^1 & \mathbf{T}_{12}^1 \\ \mathbf{T}_{21}^1 & \mathbf{T}_{22}^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Aplikováním příslušných okrajových podmínek a řešením rovnic vázaných vidů lze vyjádřit koeficienty přenosové matice [37], [55]:

$$\mathbf{T}_{11}^1 = \cosh(\gamma \delta l_1) + i \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma \delta l_1) \quad (2.8)$$

$$\mathbf{T}_{12}^1 = i \frac{|q|}{\gamma} \sinh(\gamma \delta l_1) \quad (2.9)$$

$$\mathbf{T}_{21}^1 = -i \frac{|q|}{\gamma} \sinh(\gamma \delta l_1) \quad (2.10)$$

$$\mathbf{T}_{22}^1 = \cosh(\gamma \delta l_1) - i \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma \delta l_1) \quad (2.11)$$

kde δl_1 je délka první sekce mřížky, $|q|$ je modul vazebního koeficientu, δ je vlnové číslo rozladění a parametr γ je definován jako $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$.

Vazební koeficient q a vlnové číslo rozladění δ jsou spojeny s obálkami procházejících a odražených polí, které jsou vzájemně provázány a popsány rovnicemi vázaných vidů [55]. Modul vazebního koeficientu popisuje sílu vazby, tedy zda je mřížka slabě nebo silně vedoucí. Hodnoty vazebního koeficientu q a vlnového čísla rozladění δ jsou dány vztahy [41], [55], [56]:

$$|q| = \frac{\eta \pi \delta n}{\lambda} \quad (2.12)$$

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{A} = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\text{Bragg}}} \right) \quad (2.13)$$

kde η je funkcí normalizované frekvence vlákna V a pro homogenní sekci mřížky je přibližně $\eta \approx 1 - V^2$, δn je amplituda změny indexu lomu jádra, λ je vlnová délka, β je konstanta šíření, A je perioda mřížky, n_{eff} je efektivní index vlákna a λ_{Bragg} je Braggova rezonanční vlnová délka.

Dosazením rovnic (2.8-2.11) do rovnice (2.7) je vyjádřena komplexní přenosová matice \mathbf{T}^1 pro první sekci mřížky. Potom je možné spojit pole jednotlivých sekcí pomocí následujícího vztahu [37], [55]:

$$\begin{bmatrix} u(L) \\ v(L) \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

kde \mathbf{T} je celková přenosová matice mřížky a je dána vztahem:

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}^N \cdot \mathbf{T}^{N-1} \dots \mathbf{T}^2 \cdot \mathbf{T}^1, \quad (2.15)$$

kde \mathbf{T}^j je přenosová matice j -té sekce.

Pro odrazivou mřížku je vstupní pole $u(0)$ normalizováno na hodnotu 1 a amplituda odraženého pole na výstupu mřížky $v(L)$ je nulová, protože za koncem mřížky již nejsou žádné strukturální poruchy, od kterých by docházelo k odrazům. Zapsáním koeficientů matice do rovnice (2.14) a aplikováním zmíněných okrajových podmínek vznikne vztah:

$$\begin{bmatrix} u(L) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ v(0) \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

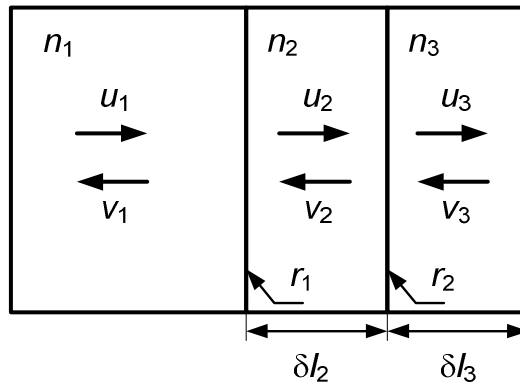
Nyní jsou koeficienty propustnosti a odrazivosti celé mřížky dány vztahy:

$$\tau = \frac{u(L)}{u(0)} = \frac{1}{T_{22}}, \quad (2.17)$$

$$\rho = \frac{v(0)}{u(0)} = -\frac{T_{21}}{T_{22}}, \quad (2.18)$$

kde τ je koeficient propustnosti mřížky a ρ je koeficient odrazivosti mřížky. Výhodou této metody je její stabilita a efektivita i v případě relativně malého počtu sekcí potřebného pro analýzu běžně používaných mřížek.

Pro analýzu mřížkových struktur může být použito i dalších méně známých technik. Jedna z nich je metoda vrstvení dielektrika (Multiple Thin-Film Stack – MTFS) založena na Rouardově metodě [53]. Rouardova metoda je rekursivní početní metoda, která se běžně používá při návrhu provrstvování tenkými vrstvami. Tato metoda byla modifikována Weller-Brophym a Hallem pro analýzu difrakčních mřížek ve vlnovodech [54]. MTFS je vhodná pro výpočet libovolných mřížkových struktur a ukázala se jako velice účinný nástroj pro výpočet lineárně a kvadraticky chirpovaných vláknových mřížek [41]. Na rozdíl od teorie vázaných vidů, ve které se mřížka uvažuje jako obecná periodická struktura, uvažuje metoda vrstvení dielektrika mřížku jako posloupnost tenkých dielektrických vrstev s jasnou fyzikální podstatou. Skládáním tenkých vrstev potom mohou být vytvořeny libovolné struktury s přesně daným vnitřním uspořádáním. Obr. 2.10 ukazuje tenkovrstvou strukturu s vyznačenými vstupními a výstupními složkami pole a indexy lomu každé vrstvy. Odrazivosti r_1 a r_2 závisí čistě na indexech lomu sousedních vrstev, n .



Obr. 2.10: Struktura vrstveného dielektrika

Pole v každé vrstvě je tedy rovno součtu polí procházející, u , a odražené, v , vlny. Aplikací podmínky spojitosti na rozhraní dielektrických vrstev a rovnice šíření vln

v nemagnetickém homogenním prostředí dostaneme pro první vrstvu po úpravě soustavu rovnic v maticové formě [37]:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1} \begin{bmatrix} 1 & r_1 \\ r_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_2 \\ v_2 \end{bmatrix}, \quad (2.19)$$

kde odrazivost r_1 a propustnost t_1 na rozhraní prostředí jsou dány [37]:

$$r_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.20)$$

$$t_1 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}. \quad (2.21)$$

Opětovnou aplikací předchozích podmínek na další rozhraní dostaneme [37]:

$$\begin{bmatrix} u_2 \\ v_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_2} \begin{bmatrix} e^{j\varphi_2} & r_2 e^{j\varphi_2} \\ r_2 e^{-j\varphi_2} & e^{-j\varphi_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_3 \\ v_3 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Fáze $\varphi_j = 2\pi n_j \delta l_j / \lambda$, kde n_j je index lomu j -té vrstvy, δl_j je délka j -té vrstvy a λ je vlnová délka.

Podobně jako u teorie vázaných vidů lze využít metody přenosové matice ke spojování polí jednotlivých vrstev struktury. Rovnice (2.22) se dá potom přepsat do tvaru:

$$\begin{bmatrix} u_2 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}^2 & T_{12}^2 \\ T_{21}^2 & T_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_3 \\ v_3 \end{bmatrix} = \mathbf{T}^2 \begin{bmatrix} u_3 \\ v_3 \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

kde koeficienty přenosové matice jsou:

$$T_{11}^2 = \frac{e^{j\varphi_2}}{t_2} \quad (2.24)$$

$$T_{12}^2 = \frac{r_2 e^{j\varphi_2}}{t_2} \quad (2.25)$$

$$T_{21}^2 = \frac{r_2 e^{-j\varphi_2}}{t_2} \quad (2.26)$$

$$T_{22}^2 = \frac{e^{-j\varphi_2}}{t_2} \quad (2.27)$$

Zavedení metody přenosové matice lze potom celou strukturu popsat maticí:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} u_n \\ v_n \end{bmatrix}, \quad (2.28)$$

kde \mathbf{T} je celková přenosová matice, $\mathbf{T} = \mathbf{T}^1 \cdot \mathbf{T}^2 \cdot \dots \cdot \mathbf{T}^{n-1}$.

Odrazivost celé mřížky ρ a její skupinové zpoždění t_g jsou pak dány koeficienty celkové přenosové matice:

$$\rho = \frac{T_{21}}{T_{11}}, \quad (2.29)$$

$$t_g = -\frac{d}{d\omega} \arg[\rho(\omega)], \quad (2.30)$$

kde $\omega = 2\pi\nu$ je úhlový kmitočet, ν je frekvence světla.

Tato metoda má jednu zřejmou nevýhodu, a to, že čas výpočtu je přímo závislý na počtu vrstev, což může být pro výpočet dlouhých mřížek velmi zdoluhavé. Pro periodické struktury však lze vytvořit optimalizační algoritmy, které výpočet značně urychlují. Hlavní výhodou této metody je možnost vytvoření libovolné struktury, včetně případných poruch v periodicitě a možnost modelovat tvar jednotlivých period mřížky.

Alternativním řešením pro zmíněné dvě metody může ještě být analýza pomocí Blochových vln. Floquet-Blochovy vlny jsou nejjednodušší elektromagnetické perturbace formující vlastní vidy v bezztrátové vrstvené struktuře, která má efektivní konstantu šíření periodicky modulovanou (struktura s rozprostřenou zpětnou vazbou, jako je FBG) [41]. Při nejpřesnějším popisu se Blochova vlna skládá z nekonečného počtu rovinných vln s vlnovými vektory majícími konstantní amplitudu. V krajním případě dvou dílčích vln je Floquet-Blochova vlna reprezentovaná superpozicí dvou spektrálních vln, zvolených tak, aby interferovaly a tvořily tak interferenční pruhy s odstupem Λ . Blochova vlna může být chápána jako elektrické pole složené z prostupující a odražené vlny [41]:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \{ A_f \exp(-jk_f z) + A_b \exp[j(K - k_f)z] \} \exp(j\omega t) + c.c., \quad (2.31)$$

kde indexy f a b představují směr prostupující (forward) a odražený (backward), A_f a A_b jsou konstanty amplitudy pole a $K = 2\pi/\Lambda$ je mřížkový vektor. Perturbace mřížky mohou být popsány sumou stejnosměrné a střídavé složky

$$\begin{aligned} \xi^1 &= \xi_0^1 + \xi_m^1 \cos(Kz), z > 0 \\ \xi^1 &= \xi_0^1, z \leq 0 \end{aligned}, \quad (2.32)$$

kde $\xi_0^1 > 0$. Potom lze definovat parametr P :

$$P = \frac{\xi_m^1}{1 + \xi_0^1}, \quad (2.33)$$

který vyjadřuje hloubku modulace relativní permitivity. Ve shodě s Maxwellovými rovnicemi jsou výsledkem rovnice v maticovém tvaru pro vlastní hodnoty k_f a vlastní vektory $\{A_f, A_b\}$ systému. Střední hodnota vlnového vektoru je $k_0 = \omega n_0/c$, kde $n_0 = \sqrt{1 + \xi_0^1}$. Aproximace $k_f^2 - k_0^2 \approx 2k_0(k_f - k_0)$, s perturbacemi ke k_0 v okolí Braggovy podmínky, $\Gamma = k_f - k_0$ vede k maticové rovnici [41]:

$$\begin{bmatrix} -\Gamma & \varpi \\ \varpi & \Gamma + \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_f \\ A_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.34)$$

kde vazební koeficienty jsou dány vztahem

$$\varpi = \frac{Pk_0}{4}, \quad (2.35)$$

a defázovací parametr je

$$\mathcal{G} = 2k_0 - K \approx \frac{4\pi n_0}{\lambda_B^2} (\lambda_B - \lambda). \quad (2.36)$$

Dvě nezávislé Blochovy vlny existují pro každou hodnotu \mathcal{G} a mají vlastní hodnoty

$$k_f(\pm) = k_0 + \Gamma = \left(\frac{K}{2}\right) \mp \left(\frac{\mathcal{G}}{2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Delta}\right)^2} \quad (2.37)$$

pro procházející vlny s

$$k_f(\pm) = \left(\frac{K}{2}\right) \pm j\varpi \sqrt{1 - \Delta^2} \quad (2.38)$$

pro tlumené vlny. Parametr $\Delta = \mathcal{G}/2\varpi$ rozlišuje dva režimy. Pro $\Delta^2 > 1$ se objevuje postupná Blochova vlna, pro $\Delta^2 < 1$ Blochova vlna tlumená. Postupující Blochovy vlny lze dále rozdělit do dvou kategorií, pomalé vlny pro $\Delta < -1$ ($k_f > k_0$) a rychlé vlny pro $\Delta > 1$ ($k_f < k_0$). Detailnější popis základů Blochových vln může být nalezen v literatuře [57], [58], [59].

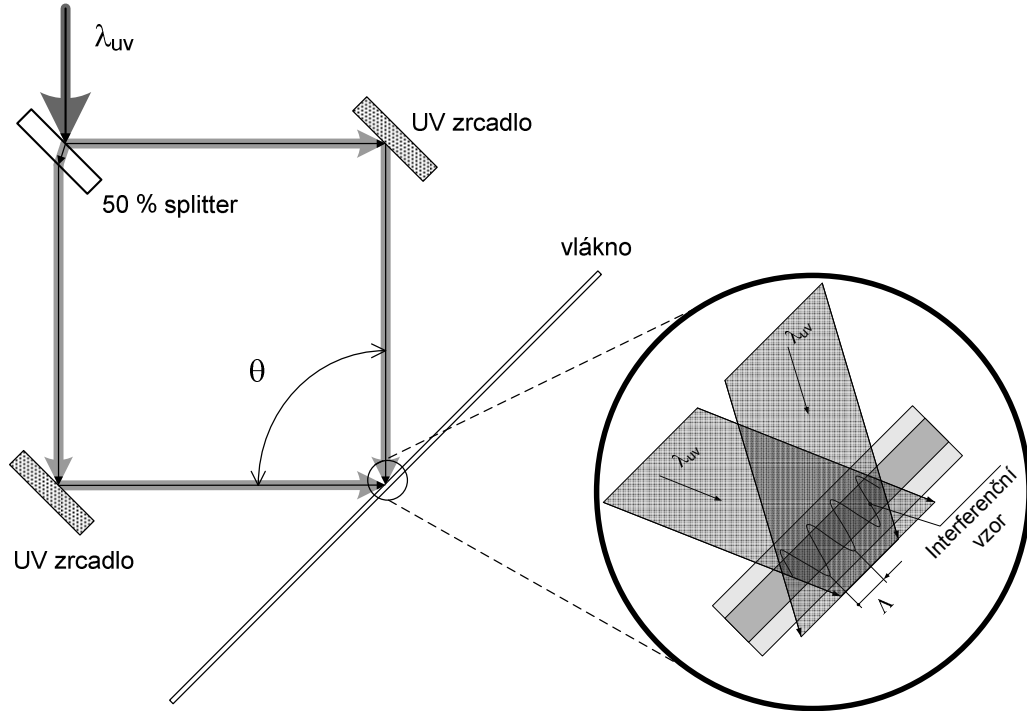
2.4 Techniky pro výrobu vláknových mřížek

V předchozích kapitolách byly uvedeny základní principy fungování vláknových mřížek a materiálové aspekty dovolující vepsání mřížky do vlákna. Prozatím ale nebyla brána v potaz samotná technologie pro výrobu mřížek. Pro výrobu mřížek existuje několik metod, od vnitřního zápisu mřížek přes holografické způsoby až po neinterferometrické, založené na bodovém osvětlení vlákna s periodickým posunem. Z historického hlediska první vláknovou mřížku vyrobil Hill se svými spolupracovníky vnitřním zápisem v roce 1978 [1]. Tato mřížka vznikla, když posvítili do vlákna argon-iontovým laserem na vlnové délce 514 nm. Vlivem dvoufotonové absorpce ve vlákně došlo k zápisu vláknové mřížky na této vlnové délce. Dnes se však již tato metoda nepoužívá, protože jak je uvedeno v kapitole 2.1, fotocitlivost optických vláken je daleko vyšší v ultrafialové oblasti světla. Navíc vnitřním zápisem jdou vyrábět pouze mřížky s Braggovou rezonanční vlnovou délkou odpovídající vlnové délce použitého laseru.

Pro výrobu mřížek jsou daleko vhodnější metody zápisu vnější, tedy boční expozicí UV zářením. Při bočním osvětlení se nejčastěji uplatňují techniky, kde se UV svazek rozdělí na dva, které potom interferují v místě, kde je vlákno. Tento interferenční vzor pak tvoří strukturu vznikající mřížky. Rozdělení svazku a následné interference se nejčastěji dosahuje pomocí splitteru nebo fázové masky. Další možný způsob výroby mřížek je neinterferometrický, kdy boční osvit vlákna probíhá bodově a je následován posunem vlákna o vzdálenost odpovídající periodě mřížky. Tato metoda je výstižně pojmenována bod za bodem (point-by-point). Metody založené na boční expozici překonávají základní omezení mřížek vyráběných vnitřním zápisem, zpočátku však nebyly dosažitelné kvůli vysokým technologickým nárokům. Vnější metody vyžadují submikronovou přesnost a tím pádem i velkou stabilitu celého výrobního procesu. V současnosti jsou ale tyto procesy dobře kontrolovatelné, a tak se stává dosažitelná i sériová výroba vláknových mřížek.

2.4.1 Interferometrická metoda

Tuto metodu pro boční zápis vláknové mřížky poprvé demonstroval Metz a kolektiv [60]. Metoda je založená na interferometru, který se standardně používá v holografii [61]. Svazek z UV laseru je rozdělen na dva pomocí splitteru a následně opět spojen pod společným úhlem α pomocí soustavy dvou zrcadel, jak je naznačeno na Obr. 2.11.



Obr. 2.11: Schematický náčrtek interferometrické metody

Tato metoda umožňuje, aby byla Braggova rezonanční vlnová délka nezávislá na vlnové délce dopadajícího UV záření. Vztah popisující závislost mezi vlnovou délkou dopadajícího záření, úhlem interferujících svazků a Braggovou rezonanční vlnovou délkou je dán [37]:

$$\lambda_{Bragg} = \frac{n_{eff} \lambda_{uv}}{n_{uv} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}, \quad (2.39)$$

kde λ_{Bragg} je Braggova rezonanční vlnová délka, n_{eff} je efektivní vidový index vlákna, λ_{uv} je vlnová délka zapisujícího UV záření, n_{uv} je index lomu skla v UV oblasti záření a α je společný úhel dopadajících svazků. Základní rozdíl mezi interně zapisovanými Hillovými mřížkami a mřížkami zapsanými touto holografickou metodou je ten, že v tomto případě není Braggova rezonanční vlnová délka mřížky závislá pouze na vlnové délce zapisujícího záření, ale také na geometrickém uspořádání. Při úvaze, že zapisující UV záření λ_{uv} je okolo 240 nm, úhel α leží mezi 0 a 180° a efektivní vidový index n_{eff} je přibližně shodný s indexem lomu vlákna v UV oblasti n_{uv} , je možné vyrobit

mřížku s Braggovou rezonanční vlnovou délkou v rozmezí od přibližně λ_{uv} do nekonečna (při $\alpha = 0$).

Při osvitu je vlákno umístěno v místě, kde se svazky protínají. Tímto způsobem byly úspěšně vytvořeny mřížky i pro oblast viditelného světla [62]. Interferometrická metoda je ideální pro zapisování krátkých mřížek jedním pulzem, při sestavování optické trasy podle Obr. 2.11 je zapotřebí klást důraz na přesnost a precizní provedení jednotlivých dílů. Mechanické vibrace, délka trasy svazků ve vzduchu a kvalita jednotlivých částí trasy ovlivňují kvalitu a časovou stabilitu interferogramu. Protože svazky mají poměrně dlouhou dráhu a jsou ve volném prostředí, je zapotřebí celou trasu chránit před vzdušnými turbulencemi a teplotními výkyvy. Tyto faktory ovlivňují časovou nestabilitu indexu lomu prostředí a tím délku optické trasy. I při malých změnách délky optické trasy, ať už vlivem turbulencí nebo mechanických vibrací, dochází v čase k posunu interferenčních pruhů a tím ke snižování kontrastu zapisované mřížky. Proto tato metoda není vhodná pro dlouhé zapisovací časy. Při sestavování aparátu pro výrobu mřížek touto metodou je zapotřebí dodržet určité zásady. Celá sestava musí být na stabilním optickém stole, aby docházelo k co nejmenšímu přenosu mechanických vibrací. Použité splittery, zrcátka a další případné prvky v optické trase by neměly být umístěny na vysokých podstavcích, ale na stabilních držácích co nejbližší desce, aby případné vibrace způsobovaly co nejmenší výkyvy. Toto je zapotřebí obzvláště, když je nezbytná delší zapisovací doba (několik minut). Někdy se také celý interferometr umísťuje do boxu z plexiskla, aby se zabránilo vzdušným turbulencím v průběhu zapisování.

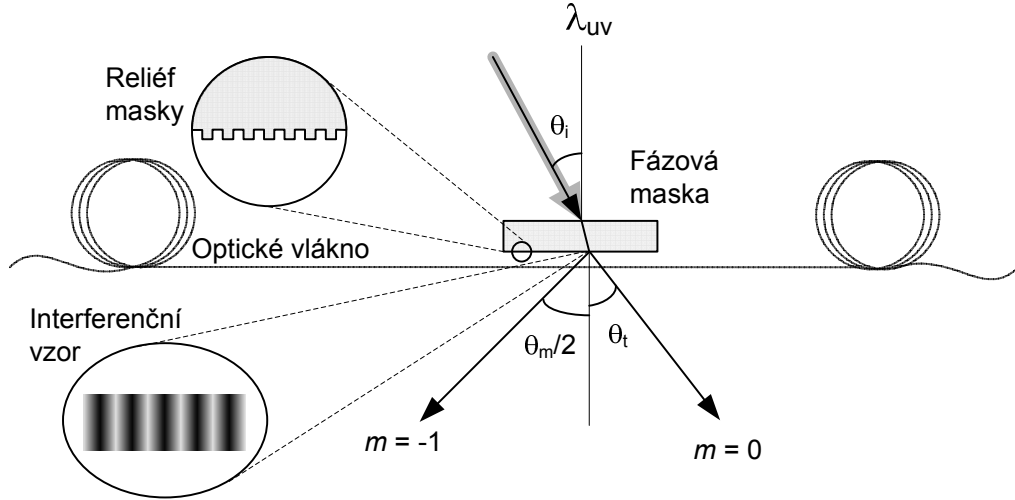
Při sestavování interferometru je možné zaměnit splitter za odraznou difrakční mřížku. Odrazem od difrakční mřížky je možné dosáhnout rozdělení svazku na dva rovnoměrně rozložené koherentní svazky. Jednodušší je ale použití propustné fázové mřížky, která je v aplikacích spojených s výrobou vláknových mřížek známá pod názvem *fázová maska* [37].

2.4.2 Metoda využívající fázové masky

Významné zjednodušení zápisu vláknových mřížek bylo dosaženo použitím fázové masky jako části interferometru. V propustném režimu je fázová maska tvořena mřížkovým reliéfem vyleptaným na desce z křemenného skla. Toto křemenné sklo musí být propustné pro UV oblast záření, reliéf masky má přesně daný poměr pruh-mezera a hloubku leptání. Princip fungování je založen na difrakci dopadajícího UV světla do několika difrakčních řádů, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, jak je schematicky znázorněno na Obr. 2.12. Dopadající optické záření a difrakční řády splňují základní difrakční rovnici, s periodou masky A_{pm} [37]:

$$A_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\left(\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i\right)}, \quad (2.40)$$

kde $\theta_m/2$ je úhel difrakčního řádu, λ_{uv} je vlnová délka UV svazku dopadajícího pod úhlem θ_i . V případě, že perioda mřížky leží mezi λ_{uv} a $\lambda_{uv}/2$, dochází k vytvoření pouze prvního difrakčního řádu ($m = -1$), zbytek výkonu zůstává v procházející vlně ($m = 0$).



Obr. 2.12: Schematický náčrtek metody využívající fázovou masku

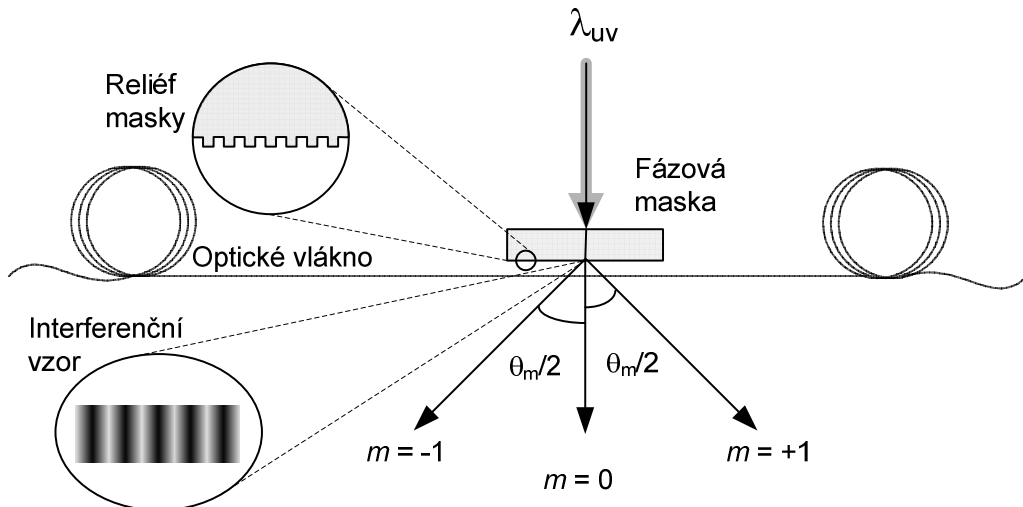
Při dopadu světla kolmém na masku ($\theta_i = 0$) je dopadající světlo rozděleno do tří difrakčních řádů, $m = 0$, $m = 1$ a $m = -1$, jak je vyobrazeno na Obr. 2.13. Interferencí dvou svazků odpovídajícím difrakčním řádům ± 1 vzniknou interferenční pruhy s rozestupem Λ_g , přímo ovlivněným difrakčním úhlem $\theta_m/2$ podle rovnice [37]:

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin \frac{\theta_1}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}, \quad (2.41)$$

Perioda Λ_{pm} mřížky vyleptané ve fázové masce udává Braggovu rezonanční vlnovou délku λ_{Bragg} . Kombinace rovnic (2.1) a (2.41) vede k [37]:

$$\Lambda_g = \frac{N \lambda_{Bragg}}{2 n_{eff}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}, \quad (2.42)$$

kde $N \geq 1$ je celé číslo určující řád takto vzniklé vláknové mřížky.



Obr. 2.13: Schematický náčrtek metody využívající fázové masky, pro kolmý dopad UV svazku

Při nekolmém dopadu UV záření na fázovou masku nemusí být vždy intenzity v řádech $m = 0$ a $m = -1$ stejné. Ale pro dosažení maximálního kontrastu interferenčního vzoru je zapotřebí stejná intenzita obou svazků. Snižování kontrastu potom vede k výrazně nižší efektivitě při zapisování mřížek. Pro Braggovu mřížku ($N = 1$) na rezonanční Braggově vlnové délce $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm vychází perioda fázové masky $\Lambda_{\text{pm}} = 1060$ nm. (pro $n_{\text{eff}} \approx 1,46$), což je výrazně větší než vlnová délka dopadajícího UV záření (okolo 240 nm). Po průchodu světla fázovou maskou tedy vznikají i vyšší difrakční řády ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Pro potlačení kladných řádů a vyrovnaní výkonů -1 a 0 difrakčního řádu je možné jednu stranu vyleptaných stěn masky povrstvit tenkou kovovou vrstvou a vytvořit tak zrcadlové plochy. Toho může být dosaženo napařením kovové vrstvy na fázovou masku pod úhlem tak, že dojde k povrstvení pouze jedné strany vyleptaných stěn [63]. Jiná metoda využívá hlubšího leptání mřížky ve fázové masce k potlačení vyšších difrakčních řádů a lepší kontrole intenzity [64]. Mnohem snazší a cenově výhodnější je ale používat fázovou masku při kolmém osvitu. Zpětných odrazů, které zhoršují kvalitu interferenčního vzoru, se dá jednoduše zbavit povrstvením hladké strany masky antireflexní vrstvou [65].

Rozložení intenzity do jednotlivých difrakčních řádů je funkcí vlnové délky UV záření a hloubky jednotlivých vyleptaných čar fázové masky, zatímco Braggovu rezonanční vlnovou délku ovlivňuje pouze perioda masky a efektivní vidový index vlákna. Při efektivním zápisu mřížky je zapotřebí, aby byl výkon dopadajícího svazku rovnoměrně rozložen maximální mírou do +1 a -1 řádu a procházející, nultý řád, byl co nejvíce potlačen. Při vytváření struktury fázové masky dochází prohlubováním jednotlivých čar k postupnému přesouvání výkonu z průchozího, nultého, řádu do řádu vyšších. Po dosažení určité hloubky je pro danou vlnovou délku nultý řád úplně potlačen a nejvíce výkonu se nachází v +1 a -1 řádu. S dalším prohlubováním struktury začíná výkon přecházet do vyšších difrakčních řádů. Je tedy zapotřebí nalézt optimální hloubku, kdy je nultý řád maximálně potlačen a nejvíce výkonu se rozkládá do +1 a -1 difrakčního řádu. Toto optimum nastává pro hloubku masky popsanou rovnicí [37]:

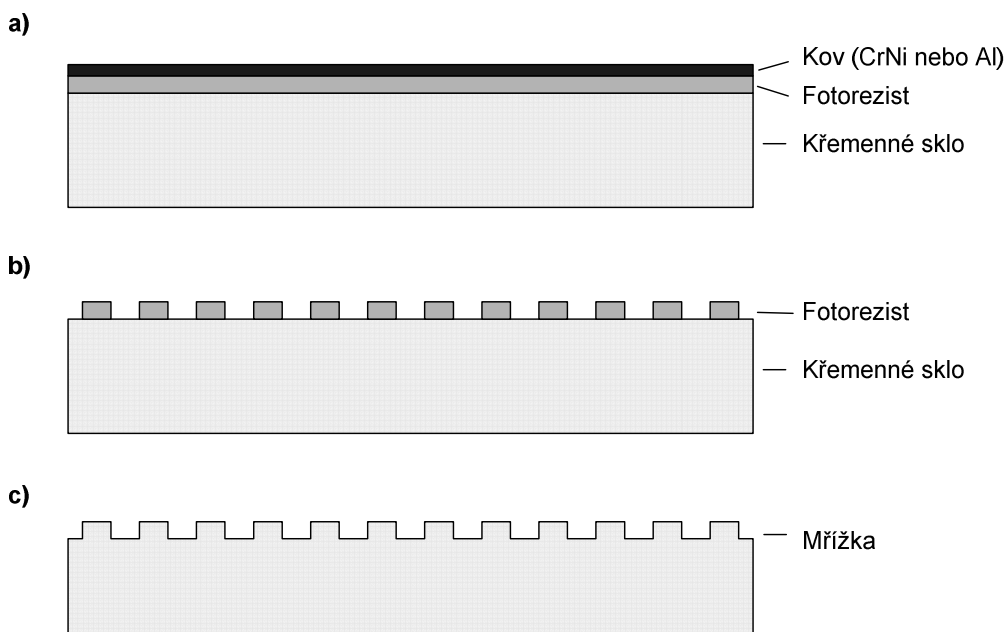
$$d(n_{\text{uv}} - 1) = \frac{\lambda_{\text{uv}}}{2}, \quad (2.43)$$

kde d je hloubka vyleptaných čar, n_{uv} je index lomu křemenného skla pro vlnovou délku UV záření, λ_{uv} . Rovnice (2.43) platí za předpokladu, že zdroj UV záření je monochromatický. V reálném světě však monochromatický zdroj neexistuje a nultý řád tedy nemůže být úplně eliminován. V praxi lze dosáhnout potlačení nultého řádu na přibližně 3%, přičemž každý z ± 1 řádu dosahuje výkonu okolo 35% [41]. Tyto podmínky však platí pouze při návrhu na konkrétní vlnovou délku laseru. Při změně laseru s jinou vlnovou délkou je zapotřebí vyrobit novou fázovou masku. Oproti metodě interferenční, která je velice variabilní pro mřížky s různou λ_{Bragg} , je použití fázové masky spíše metodou fixní. Pro každý typ laseru a každou λ_{Bragg} je zapotřebí jiná fázová maska, přesto je však tato metoda nejčastěji používaná z důvodu vysoké stability výrobního procesu, relativně velké odolnosti k okolním vlivům a opakovatelnosti.

Výroba fázové masky

Pro výrobu fázových masek se běžně používají dvě metody – elektronová litografie [66] nebo holografická expozice [67], [68]. Při výrobě masky pomocí elektronové litografie se na desku z křemenného skla nanese fotorezist, do kterého se potom pomocí elektronového svazku zapíše vzor (čáry s odpovídajícím rozestupem).

Jako fotorezist se nejčastěji používá dvouvrstvý negativní rezist tloušťky okolo 500 nm. Kvůli rozptylu elektrického náboje během expozice elektronovým svazkem ještě na tuto strukturu napařena tenká vrstva kovu (NiCr, Al, ...). Tato vrstva kovu je po expozici odstraněna pomocí alkalického roztoku. Části fotorezistu jsou expozicí vytvrzeny, neexponovaný rezist je následně odplaven. Vytvrzený fotorezist potom slouží jako maska při leptání struktury do křemenné desky. Leptání se provádí reaktivním iontovým leptáním (RIE – reactive ion etching) pomocí $\text{CHF}_3:\text{Ar}$. Po vyleptání struktury do křemenného skla se odstraní zbytek rezistu [69]. Postup výroby fázové masky je naznačen na Obr. 2.14.



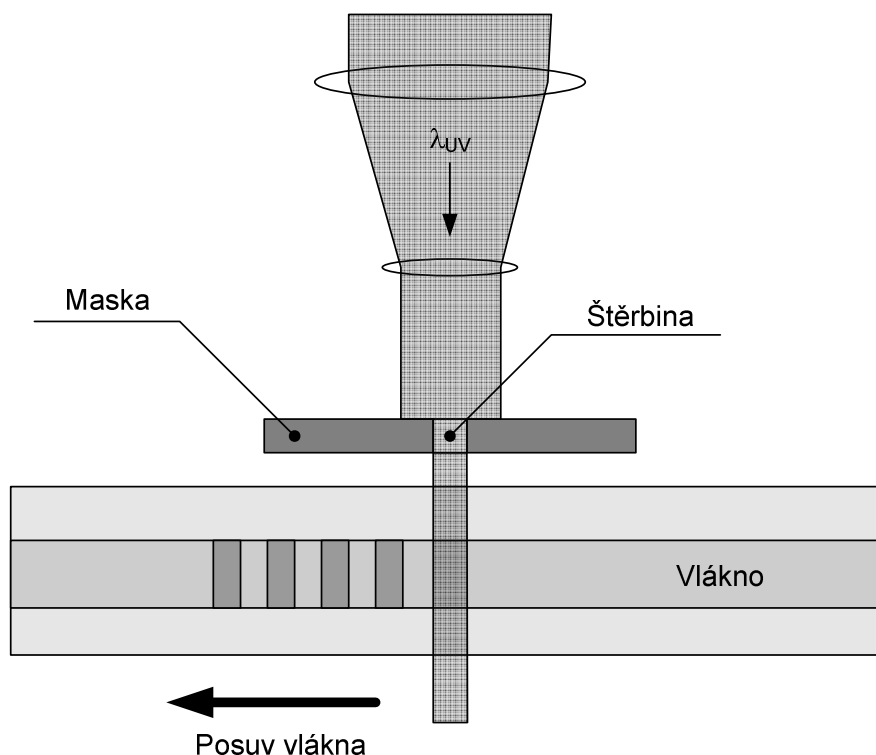
Obr. 2.14: Schematický náčrt výroby fázové masky elektrolitografií: a) Nanesení fotorezistu a napaření tenké kovové vrstvy, b) Expozice elektronovým svazkem, vývojka, c) RIE a odstranění zbytků fotorezistu

Zpravidla je expozice elektronovým svazkem omezena z důvodu přesnosti na oblast do velikosti cca 0,5x0,5 mm. Výroba potom probíhá tak, že se po expozici takového pole substrát posune pomocí mikropozičního systému a probíhá expozice další části masky. Obraz masky vytvořený v rezistu se tedy skládá z matice několika těchto segmentů. Častým problémem při výrobě delších masek je přesnost při spojování jednotlivých segmentů. Nepřesnosti způsobené spojováním segmentů způsobují náhodné změny periody masky v místě spojů. Přesnost pozičního systému je v případě výroby fázové masky elektronovou litografií limitujícím faktorem. Expozice dlouhých masek může trvat až několik hodin, v průběhu celého procesu je zapotřebí dodržovat přesnou referenční soustavu z důvodu přesného spojování segmentů. Proto je nezbytné, aby byl celý systém teplotně stabilní [37].

Problém se spojováním segmentů odpadá v případě výroby masky holografickou metodou. Principiálně je holografická metoda kvalitnější alternativou pro výrobu fázových masek. Přesto je však výroba dlouhých masek touto metodou problematická z důvodu homogenity osvětlení a potřeby velkých zrcadel. Protože holografická metoda je velice citlivá na uspořádání interferujících svazků, sériová produkce identických fázových masek touto metodou může přinášet problémy [37].

2.4.3 Metoda bod po bodu

Perioda vláknové mřížky na vlnové délce okolo 1500 nm je přibližně 500 nm, podle rovnice (2.1). Protože minimální velikost svazku je limitována, vzhledem k difrakci, na odpovídající zhruba vlnové délce, je možné pro vlnovou délku zapisujícího světla na 244 nm vytvořit svazek o průměru cca 250 nm. Principiálně je potom možné vytvořit mřížku tak, že se vlákno bodově osvítí, posune o periodu a podle tohoto schématu se postupuje, dokud není vytvořena mřížka požadované délky. Tato metoda se nazývá bod po bodu (point-by-point), její schematický náčrtek je zobrazen na Obr. 2.15.



Obr. 2.15: Výroba vláknové mřížky metodou bod po bodu

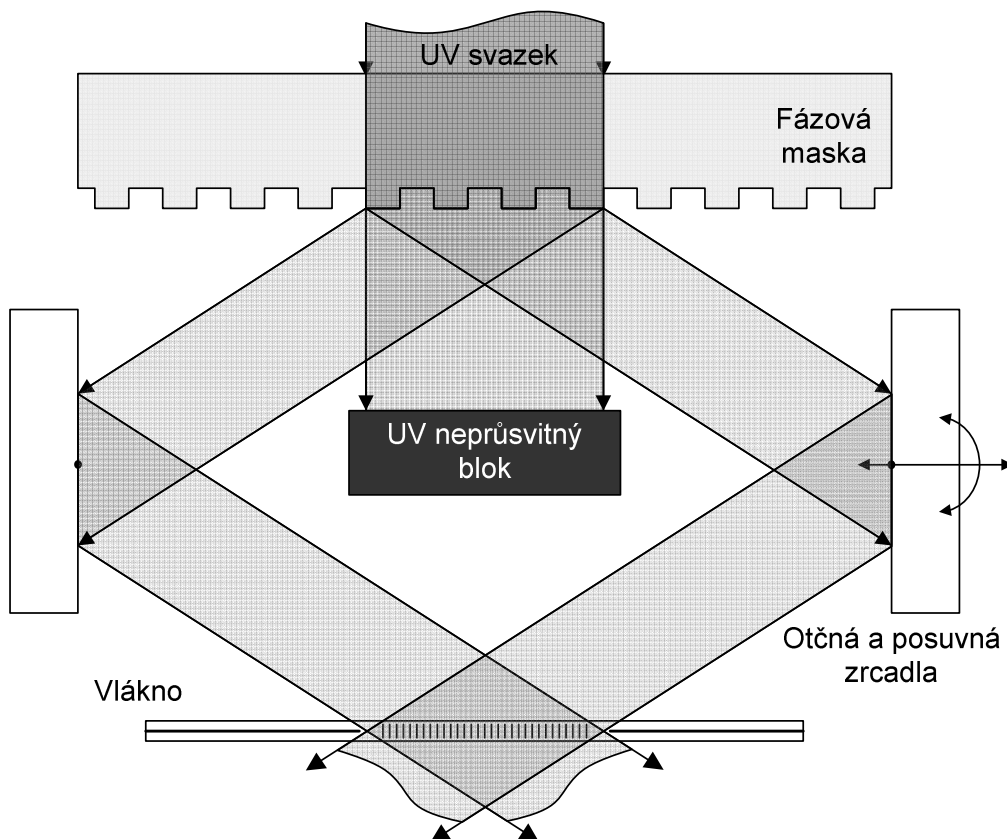
Technicky je možné, aby za pomoci precizního systému posunu vlákna a snímání vzdálenosti pomocí interferometru, šly vyrábět vláknové mřížky prvního řádu (FBG). Prakticky jsou ale nároky na přesnost pozičního systému natolik vysoké, že se metoda bod po bodu používá převážně na výrobu vláknových mřížek vyšších řádů (LPFG). Byly publikovány vysokoodrazné, dlouhé mřížky s periodou vyššího řádu ($N = 3$ a 5) [70]. Přestože mřížky s vysokou odrazivostí mohou být vyrobeny i jinými metodami (např. pomocí fázové masky), metoda bod po bodu je velice vhodná pro výrobu mřížek s velmi dlouhou periodou (nad 10 μm). Tyto mřížky vážou světlo z procházejícího vidu jedné polarizace do polarizace druhé v odrazném nebo propustném směru jako „rocking filtr“ [71], [72], [73], a nebo z jednoho vedeného vidu do jiného [74], [75], [76].

Při výrobě obyčejné odrazivé mřížky je vlákno osvětlováno pomocí úzkého svazku přes štěrbinu. Osvětlení trvá potřebnou dobu pro dosažení požadované změny v daném místě (ať už laserem v kontinuálním režimu, sérií pulzů nebo jedním pulzem o vysoké intenzitě). Potom se vlákno posune pomocí motorizovaného mikropozičního systému o potřebnou vzdálenost a provede se osvětlení dalšího bodu. Tímto způsobem lze vytvořit

vláknovou mřížku jakéhokoliv řádu. Zpravidla se při výrobě používá pulsní laser, potom není zapotřebí posun vlákna pomocí krokového motoru, ale posun probíhá kontinuálně a jednotlivé body mřížky se zapisují jedním silným pulzem bez potřeby zastavení posunu. Nejčastější využití této metody je pro výrobu mřížek s velmi dlouhou periodou, kde nejsou tak vysoké nároky na přesnost posunu [37].

2.4.4 Další metody pro výrobu vláknových mřížek

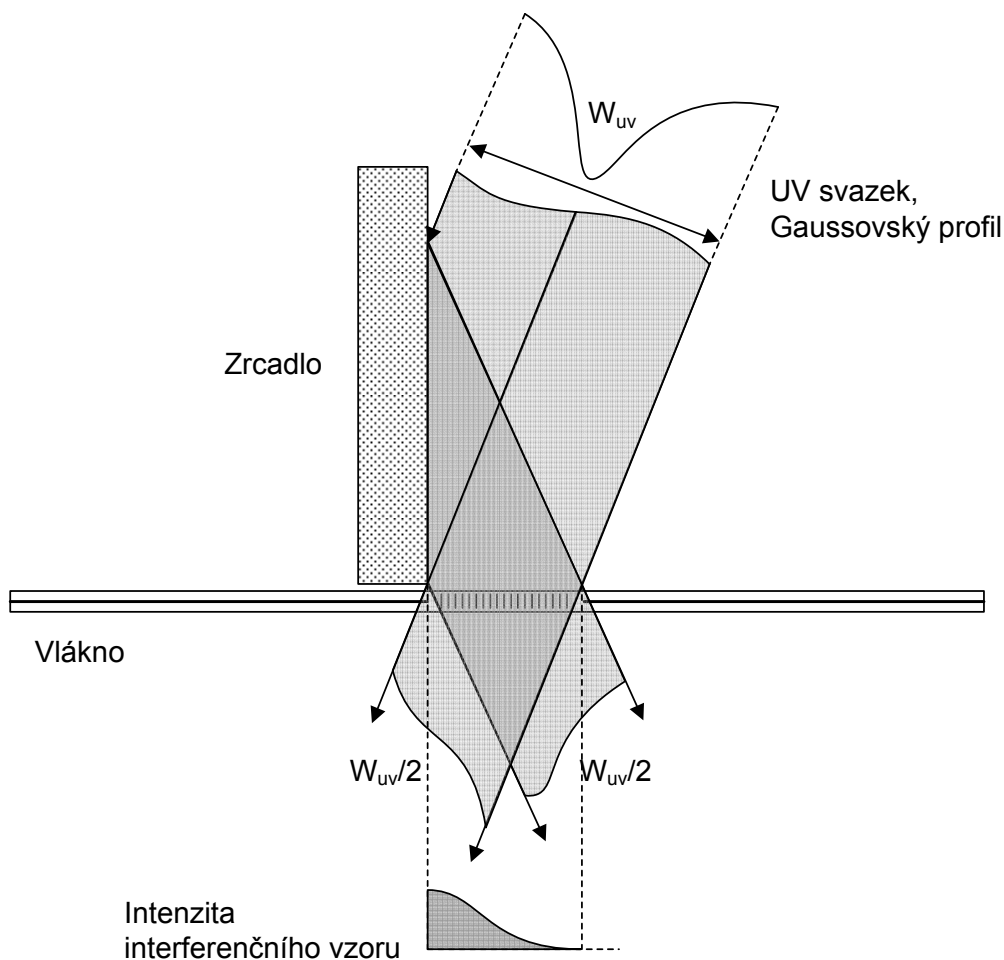
Existuje mnoho dalších metod pro výrobu vláknových mřížek. V podstatě se však většinou jedná o nějakou z variací předchozích metod nebo jejich kombinaci. Za zmínku stojí například interferometr s fázovou maskou [62], kde je fázová maska použita k rozdělení primárního UV svazku. Difrakční řády ± 1 jsou potom pomocí soustavy zrcadel přivedeny na vlákno pod požadovaným úhlem, kde interferují. Hlavním cílem této metody je použití vlnovou délkou definovaného prvku v sestavě interferometru, jak je zobrazeno na Obr. 2.16. Pomocí polohy soustavy zrcadel je potom možné měnit Braggovu rezonanční délku zapisované mřížky.



Obr 2.16: Interferometr s fázovou maskou

Tato metoda má nesporné výhody, protože z parametrů fázové masky je známá referenční Braggova vlnová délka, pro kterou je maska vyrobena. Lze tak poměrně snadno nalézt základní polohu interferometru. Rotace zrcadel od této základní polohy znamená změnu vzájemného úhlu svazků dopadajících na vlákno, což vede ke změně Braggovy rezonanční vlnové délky. Tímto způsobem je možné vyrábět pomocí jedné masky několik mřížek s různou Braggovou rezonanční vlnovou délkou.

Při difrakci světla na fázové masce vzniká více difrakčních řádů. Při použití fázové masové masky v bezprostřední blízkosti vlákna je zapisující vzor tvořen součtem všech difrakčních řádů. Protože nulový difrakční řád nemůže být nikdy potlačen úplně na nulovou intenzitu (jak bylo popsáno v kapitole 2.4.2), dochází při osvitu UV zářením vyšších intenzit k interferenci 0 řádu s -1 a $+1$. Tímto dochází ke vzniku dalších interferenčních pruhů, jejichž vzdálenost odpovídá periodě fázové masky. Tento další interferenční vzor potom způsobuje změny ve struktuře zapisované mřížky a mění tak požadované parametry vláknové mřížky. Umístěním neprůsvitného materiálu mezi zrcadla lze odstínit procházející nulový řád, jak je naznačeno na Obr. 2.16, výsledný interferenční vzor je potom dán pouze ± 1 difrakčními řády [37].

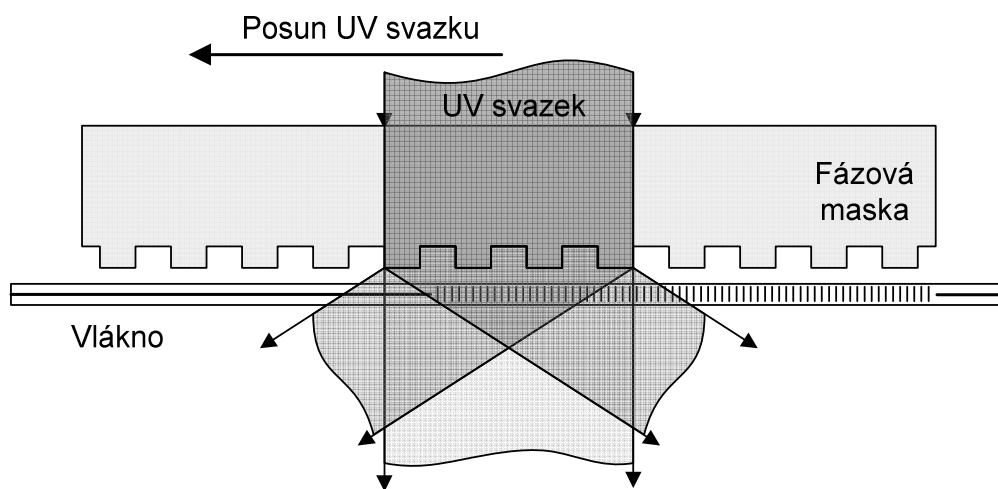


Obr 2.17: Lloydův interferometr

Další možností pro výrobu vláknových mřížek je použití Lloydova zrcadlového interferometru. U klasické interferometrické metody je dopadající UV svazek nejprve rozdělen na dva svazky, které jsou potom pomocí soustavy zrcadel následně spojeny. Na rozdíl od tohoto, Lloydův interferometr využívá pouze jednoho zrcadla, jak je naznačeno na Obr. 2.17. Přicházející UV svazek dopadající na zrcadlo pod určitým úhlem je částečně odražen před dráhu svazku. Tímto dochází k interferenci v oblasti, kde se dopadající a odražený svazek překrývají. Tento interferometr je velice jednoduchý a jeho použití je snadné [37].

Přesto má však svoje omezení. Protože je polovina přicházejícího svazku odrazena, interferenční pruhové vznikají pouze v oblasti, jejíž délka odpovídá polovině

šířky svazku. Zadrugé, protože je jedna část svazku překlopena do druhé, tak sice dochází k interferenci, ale interferenční vzor není příliš kvalitní. Pro dosažení dobrého kontrastu je zapotřebí, aby koherenční délka použitého UV laseru odpovídala alespoň rozdílu vzdáleností představující překlopení svazku. V ideálním případě by mělo být také rozložení výkonu ve svazku rovnoměrné, jinak dochází k variaci intenzity interferenčního vzoru a tím zápisu nehomogenní mřížky, jak je naznačeno na Obr. 2.17. Protože většina laserových zdrojů má tendenci ke Gaussovskému profilu svazku, je velice obtížné touto metodou zapisovat homogenní mřížky. Existují však metody ke kompenzaci tohoto efektu během výroby [77]. Difrakční efekt na hraně zrcadla také může způsobit degradaci interferenčního vzoru v jeho těsné blízkosti. Přesto je však tento způsob výroby občas používán z důvodu jednoduchosti a možnosti snadné změny Braggovy rezonanční vlnové délky zapisovaných mřížek [37].



Obr 2.18: Skenování svazkem přes fázovou masku

Poslední zmíněnou technikou pro výrobu vláknových mřížek je metoda skenování přes fázovou masku. Na Obr. 2.18 je znázorněno, jak může být fázová maska skenována při zápisu dlouhých mřížek do vlákna [78]. Jedinými omezujícími faktory pro tuto metodu jsou délka a kvalita použité fázové masky. Jak bylo popsáno v kapitole 2.4.2, při výrobě fázové masky elektronovou litografií dochází z důvodu nepřesnosti spojování jednotlivých exponovaných sekcí (spojovací chyba) k poruše periodicity ve struktuře fázové masky. Přestože je takto vznikající chyba náhodná a její výsledný vliv lze zprůměrovat, ovlivňuje výslednou charakteristiku propustnosti (odrazivosti) takto zapsané mřížky. Spojovací chyba a případné poruchy periodicity mřížky jsou tak zapsány do vlákna, což způsobuje rušení v přenosovém pásmu mřížky. Pro odstanění těchto poruch během zápisu mřížky je možné použít metodu „UV ořezávání“ (UV trimming) [79]. Změnou intenzity osvětlení v místě poruchy dojde k přizpůsobení indexu lomu ve vlákně a tím korekci periody mřížky v důsledku změny délky optické dráhy. Další metodou korekce těchto nepřesností je použití piezoelektrických měničů k posunu vlákna. Při skenování svazkem přes fázovou masku je pak v místech defektů současně pohybováno vláknem. Vhodnou změnou vzájemné polohy vlákna k fázové masce potom dochází se korekcí chyby [80], [81]. Eliminace rušení v přenosovém pásmu mřížky je při použití v některých telekomunikačních aplikacích velice důležitá, proto je možnost korekce chyb (drahých fázových masek) během výroby mřížek velmi užitečná [37].

3 Model pro výpočet vláknových difrakčních členů

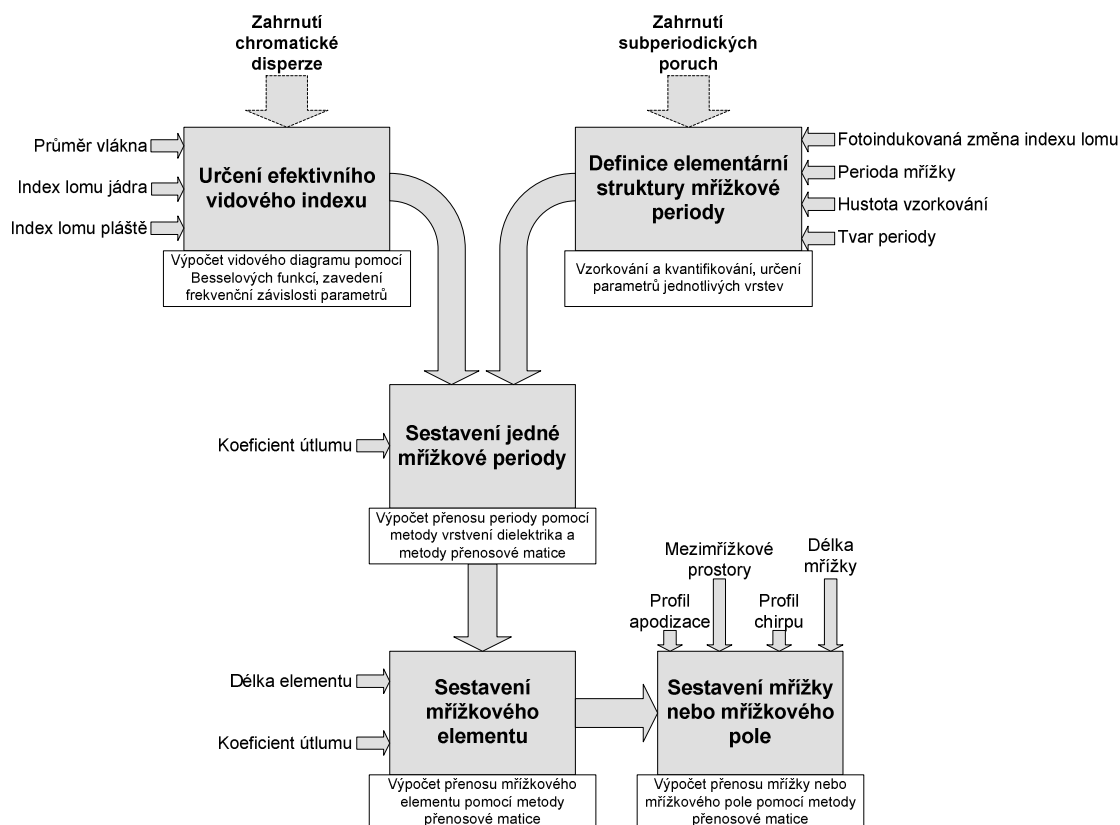
Při návrhu vláknových mřížek lze využít mnoha metod. Od nejjednodušší analýzy, která vede pouze k přibližnému určení, až ke složitějším metodám jako jsou CMT, MTFS, TMM. Ať už se jedná o kteroukoliv ze zmíněných metod, vždy návrh mřížky probíhá na základě definování rozměrů, materiálových vlastností použitého vlákna a struktury mřížky, a následné simulaci odezvy na definované vstupní elektromagnetické pole. Návrh vláknových mřížek tedy spočívá v hledání takových vstupních parametrů mřížky, aby docházelo k požadované odezvě. Tento postup vyžaduje poměrně velké znalosti chování vláknových mřížek, protože jednotlivé vstupní parametry jsou navzájem provázané a nelze tedy přesně určit vazby mezi vstupními a výstupními závislostmi těchto parametrů (bude podrobněji popsáno v kapitole 4). Návrh tak nejčastěji probíhá na základě znalostí technologie výroby, hrubého výpočtu některých parametrů, odborného odhadu, mnoha simulací a experimentů. Při simulacích se často používají metody zmíněné v kapitole 2.3, každá z nich má ale svoje omezení.

Základní analýza (zjednodušený model vycházející z teorie vázaných vidů) a analýza pomocí Blochových vln uvažují pouze prostředí s blíže nedefinovanými periodickými poruchami struktury. Tyto metody mohou být použity k rychlému výpočtu přibližné odezvy. Na rozdíl od toho, teorie vázaných vidů, přesněji řečeno rovnice vycházející z teorie vázaných vidů řešené pro periodické poruchy harmonického charakteru, může být použita k velice přesnému výpočtu odezvy vláknových mřížek. Omezení této metody spočívá v tom, že rovnice platí pouze pro homogenní (viz. kapitola 2.1), slabě odrazný úsek mřížky. Slabě odrazná mřížka je taková, která dosahuje malé hodnoty koeficientu odrazivosti. Uvažovanou hranici pro slabě odraznou mřížku lze stanovit pro odrazivost maximálně 20% [37]. Při překročení této hranice dochází k nárůstu chyby výpočtu. Tato dvě omezení se dají obejít rozdělením mřížky na několik různých elementů a jejich následným spojením pomocí metody přenosové matice. Hlavní omezení, které je při použití metody vázaných vidů limitující, spočívá v nemožnosti simulace strukturálních poruch na úrovni kratší než jedna perioda. Není tedy možné definovat vlastní tvar periody.

Při srovnání jednotlivých metod pro simulaci vláknových mřížek [85], [86] se ukazuje jako metoda s nejširšími možnostmi metoda vrstvení dielektrika společně s využitím metody přenosové matice. Protože při simulacích využívajících tyto techniky je mřížka popsána sendvičovou strukturou tenkých vrstev dielektrika, lze pomocí této metody modelovat libovolnou strukturu. Touto cestou lze definovat strukturu mřížky v prakticky neomezeném měřítku, včetně tvaru jednotlivých period nebo strukturálních poruch mřížky. Omezujícím faktorem MTFS je velký počet početních operací, který je úměrný počtu vrstev. Výpočet potom může vést k nepřesnostem v důsledku zaokrouhlování a velice dlouhé době výpočtu. Počet operací lze výrazně omezit použitím vhodných optimalizačních algoritmů, a tím lze významně snížit početní chyby i čas potřebný k simulaci.

Sebelepší početní metoda však nezaručuje bezpečně nejlepší výsledky. Velice důležitý je způsob implementace metody do vhodného modelu. Pokud by byl totiž

samotný model mřížky příliš zjednodušený, nebylo by možné určit přesnější chování vláknových mřížek, mřížkových polí a složitějších difrakčních členů ani při využití sofistikovanějších metod. Složitější model, zahrnující mimo základní parametry ještě další vlivy, se potom stává univerzálnějším a dokáže lépe přiblížit skutečné chování vláknových mřížek. Pro základní výpočet mřížky stačí znát pouze konstantu popisující efektivní vidový index vlákna n_{eff} , periodu mřížky Λ , změnu indexu lomu vyvolanou osvitom δn a délku mřížky L . Pokud by však bylo zapotřebí vytvořit mřížku apodizovanou nebo chirpovanou, bylo by nutné definovat další parametry jako je průběh profilu apodizace a chirpu.



Obr. 3.1: Blokové schéma modelu mřížky

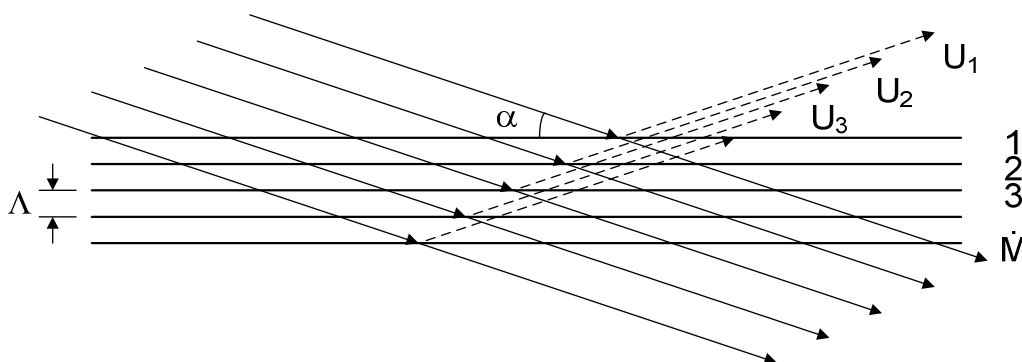
Protože je tato práce zaměřena na návrh složitých mřížkových členů, byla tvorba samotného modelu mřížky věnována velká pozornost. Při výběru vhodné metody výpočtu byl kladen důraz na možnost co nejhlubšího popisu struktury mřížky. Z představených metod připadaly v úvahu metoda vázaných vidů a metoda vrstvení dielektrika. Po důkladném studiu a porovnání obou metod [87] byla zvolena MTFS v kombinaci s TMM. Hlavním důvodem pro výběr MTFS byla možnost modelování vnitřní struktury jednotlivých period mřížky nebo neperiodických úseků mřížky. Při použití CMT by nebylo možné simulovat jevy, jako jsou poruchy periodicity způsobené nepřesnostmi při výrobě fázové masky, fázové skoky způsobené volným prostředím mezi mřížkami v mřížkových polích, atd. Další důležitou vlastností modelu je univerzálnost jeho využití. V době, kdy byl samotný model mřížky sestavován, ještě nebylo přesně známé, které mechanismy budou uplatněny při dalším postupu práce. Bylo proto zapotřebí vytvořit model co nejuniverzálnější. Nezbytným požadavkem byla možnost zahrnutí apodizačního a chirpového profilu mřížky, možnosti skládat mřížkové

elementy s definovanými mezimřížkovými prostory, navazování a přesazování různých úseků mřížek přes sebe.

Kromě jevů souvisejících bezprostředně s parametry mřížek jsou ale také důležité jevy vyskytující se ve vlákně samotném. V reálném optickém vlákně dochází k interakci mezi šířícím se elektromagnetickým vlněním a materiálem, které se projevuje útlumem a disperzí. Při modelování jednoduchých struktur a krátkých mřížek nemají tyto parametry velký vliv, pokud se ale modeluje např. velmi dlouhá mřížka vyššího řádu nebo vláknový rezonátor dostatečné délky, mohou mít tyto parametry zásadní vliv. Na Obr. 3.1 je znázorněno blokové schéma modelu, který byl v rámci této práce vytvořen. Model lze rozdělit na několik částí, kde každá z částí představuje zahrnutí některého významného vlivu nebo početního postupu. Jednotlivé části modelu jsou popsány podrobněji v následujících podkapitolách.

3.1 Určení efektivního vidového indexu

Vláknová mřížka je ve skutečnosti difrakční objemová mřížka. Pro lepší pochopení jejího fungování je tedy zapotřebí znát fyzikální jev difrakce. Difrakce na mřížce je potom chápána jako výsledek interference příspěvků od jednotlivých period mřížky.



Obr. 3.2: Odraz rovinné vlny od M rovin nacházejících se od sebe ve vzdálenosti Λ . Odražené vlny interferují konstruktivně a intenzita dosahuje maxima, pokud je úhel α Braggovým úhlem

Podle Obr. 3.2 se světlo odráží pod úhlem α od M rovnoběžných rovin, které jsou od sebe ve vzdálenosti Λ . Při předpokladu, že se od každé roviny odrazí pouze část světla, jsou amplitudy M odražených vln přibližně stejné. V případě, že jednotlivé odražené vlny budou mít stejnou fázi, bude docházet ke konstruktivní interferenci. Fázový rozdíl mezi dvěma odraženými vlnami je podle Obr. 3.2 roven [82]:

$$\varphi = k(2\Lambda \sin \alpha) = \frac{2\pi}{\lambda}(2\Lambda \sin \alpha) \quad (3.1)$$

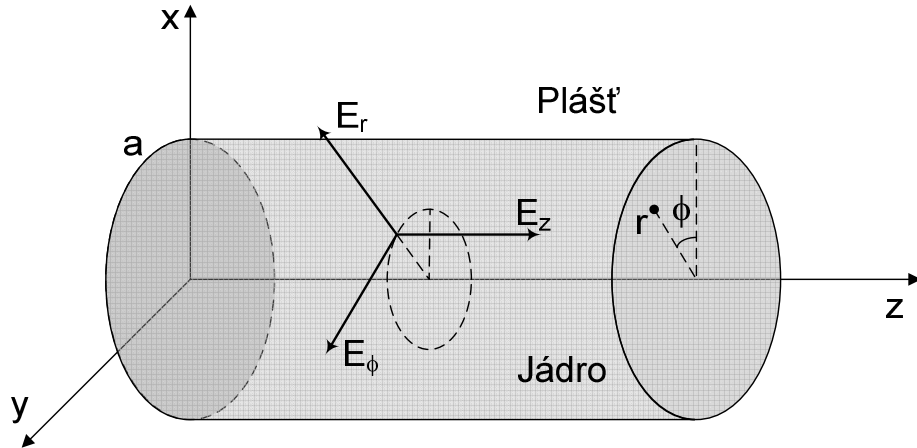
Aby docházelo ke konstruktivní interferenci, musí sousední vlny splňovat podmínku, že jejich vzájemná fáze φ je rovna N násobku 2π . Zavedením této podmínky do rovnice (3.1) vede k:

$$N2\pi = \frac{2\pi}{\lambda}(2\Lambda \sin \alpha) \rightarrow \lambda = \frac{2\Lambda \sin \alpha}{N} \quad (3.2)$$

Rovnice (3.2) vyjadřuje Braggovu podmínku, kdy je intenzita odraženého světla maximální. Při přesném splnění Braggovy podmínky zůstávají na výstupu z mřížky pouze dva difrakční řády (nultý a první). Ostatní difrakční řády zanikají a je dosaženo zvýšení difrakční účinnosti, mřížka se tedy stává selektivní. V případě, že by světlo na tuto mřížku dopadalo kolmo, pod úhlem $\alpha = 90^\circ$, potom $\sin\alpha = 1$ a rovnice (3.2) by přešla do tvaru:

$$\lambda = \frac{2\Lambda}{N} \quad (3.3)$$

Tato podmínka platí pro případ, že se světlo šíří ve volném prostředí s indexem lomu rovným jedné. Pokud by se světlo šířilo prostředím s indexem lomu n , byl by dráhový rozdíl optické trasy vynásoben indexem lomu n . Rovnice (3.3) potom přechází do rovnice (2.1), kde efektivní vidový index n_{eff} představuje index lomu popisující prostředí, kterým se světlo šíří. Při zjišťování parametrů vláken ale nebývá n_{eff} udáván. Výrobce vláken většinou definuje vlákno třemi základními parametry, které popisují jeho materiálové vlastnosti a rozměry. Index lomu skla, ze kterého je vyroben plášť vlákna, n_{cl} , rozdíl indexu lomu mezi pláštěm a jádrem Δn a průměr jádra vlákna d . Z parametrů n_{cl} a Δn je potom možné součtem těchto dvou hodnot určit index lomu jádra, n_{c} .



Obr. 3.3: Válcový systém souřadnic

Určení efektivního indexu n_{eff} vychází z podmínek pro šíření elektromagnetického pole vláknem. Každá ze složek intenzity elektrického a magnetického pole musí splnit Helmholtzovu rovnici $\nabla^2 U + n^2 k_0^2 U = 0$, kde $n = n_{\text{c}}$ v jádře ($r < a$) a $n = n_{\text{cl}}$ v plášťu ($r > a$) a $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Při předpokladu, že poloměr pláště je dostatečně velký, lze na jeho vnějším rozhraní elektromagnetické pole zanedbat. Při vyšetřování pole v jádře a okolí lze tuto podmínku jistě splnit při předpokladu, že poloměr pláště je nekonečný. Ve válcových souřadnicích, jak je vyobrazeno na Obr. 3.3, má Helmholtzova rovnice tvar [83]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0, \quad (3.4)$$

kde komplexní amplituda $U = U(r, \phi, z)$ reprezentuje libovolnou kartézskou složku intenzity elektrického či magnetického pole a ve válcových souřadnicích axiální složky

E_z a H_z . Při šíření vln ve směru z s konstantou šíření β je závislost amplitudy U na z ve tvaru $e^{-j\beta z}$. Vzhledem k tomu, že U musí být periodickou funkcí úhlu ϕ s periodou 2π , předpokládá se harmonická závislost U na ϕ , tj. $e^{-jl\phi}$, kde l je celé číslo.

$$U(r, \phi, z) = u(r) e^{-jl\phi} e^{-j\beta z}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.5)$$

Dosazení (3.5) do (3.4) vede pro $u(r)$ k obyčejné diferenciální rovnici [83]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (3.6)$$

Je-li v jádře konstanta šíření menší než vlnové číslo ($\beta < n_c k_0$) a v plášti větší ($\beta > n_{cl} k_0$) jedná se o vlnu vedenou. Potom je vhodné definovat [83]:

$$k_T^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (3.7)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_{cl}^2 k_0^2, \quad (3.8)$$

takže pro vedené vlny je k_T^2 a γ^2 kladné a k_T a γ reálné. Rovnici (3.6) lze zapsat odděleně pro jádro a plášť vlákna [83]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left(k_T^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0, \quad r < a \text{ (v jádře)} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \left(\gamma^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0, \quad r > a \text{ (v plášti)} \quad (3.10)$$

Rovnice (3.9) a (3.10) jsou diferenciální rovnice, jejichž řešení jsou z třídy Besselových funkcí. Po vyloučení funkcí, které rostou v jádře ($r \rightarrow 0$) a v plášti ($r \rightarrow \infty$) nade všechny meze, jsou řešení omezená [83]:

$$u(r) \propto \begin{cases} J_l(k_T r), & r < a \\ K_l(\gamma r), & r > a \end{cases} \quad (3.11)$$

kde $J_l(x)$ je Besselova funkce 1. druhu l -tého řádu a $K_l(x)$ je modifikovaná Besselova funkce 2. druhu l -tého řádu. Funkce $J_l(x)$ osciluje podobně jako funkce sinus či kosinus, její amplituda však klesá. Funkce $K_l(x)$ klesá exponenciálně s rostoucím x . Parametr k_T určuje rychlost změn $u(r)$ v jádře a parametr γ v plášti vlákna. Jak lze vidět z (3.7) a (3.8), součet čtverců k_T a γ je konstantní [83]:

$$k_T^2 + \gamma^2 = (n_c^2 - n_{cl}^2) k_0^2 = NA^2 k_0^2 \quad (3.12)$$

takže s rostoucím k_T klesá γ a pole vniká hlouběji do pláště. Jakmile k_T překročí hodnotu NAk_0 , stane se γ imaginárním a vlna přestane být vedenou. NA je numerická apertura vlákna.

Konstanty k_T a γ je výhodné normovat následujícím způsobem [83]:

$$X = k_T a \quad \text{a} \quad Y = \gamma a \quad (3.13)$$

Vzhledem k (3.12) potom platí:

$$X^2 + Y^2 = V^2 \quad (3.14)$$

kde $V = NAk_0 a$, tedy

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} \text{NA} \quad (3.15)$$

kde V je důležitý parametr určující počet vidů vlákna a jejich konstanty šíření. Nazývá se normovaná frekvence nebo V -parametr optického vlákna. Je dobré mít na paměti, že vlna bude vedena, pokud X bude menší než V .

Většina vláken je slabě vedoucích (tzn. $(n_c - n_{cl}) \ll 1$), takže vedené paprsky jsou přibližně rovnoběžné s osou vlákna. Podélné složky intenzity elektrického a magnetického pole jsou v tomto případě mnohem menší než jejich příčné složky, vedené vlny jsou přibližně transversálně elektromagnetické (TEM). Lineární polarizace ve směrech x a y potom vytváří dva ortogonální polarizační stavy. Lineárně polarizovaný vid s indexy (l, m) je obvykle označován jako vid LP_{lm} . Obě polarizace tohoto vidu mají stejnou hodnotu konstanty šíření a stejné prostorové rozložení pole. Z charakteristické rovnice vyplývá podmínka, která je přibližně ekvivalentní požadavku spojitosti skalární funkce $u(r)$ vystupující ze vztahu (3.11) a její derivace v bodě $r = a$. Tyto dvě podmínky jsou splněné, jestliže [83]:

$$\frac{(k_T a) J_l'(k_T a)}{J_l(k_T a)} = \frac{(\gamma a) K_l'(\gamma a)}{K_l(\gamma a)}. \quad (3.16)$$

Přitom pro derivace Besselových funkcí J_l' a K_l' platí [83]:

$$J_l'(x) = \pm J_{l\pm 1}(x) \mp l \frac{J_l(x)}{x}, \quad (3.17)$$

$$K_l'(x) = -K_{l\pm 1}(x) \mp l \frac{K_l(x)}{x}. \quad (3.18)$$

Po dosazení těchto identit do (3.16) a s využitím normovaných parametrů X a Y je obdržena charakteristická rovnice [83]:

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm Y \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_l(Y)}, \quad (3.19)$$

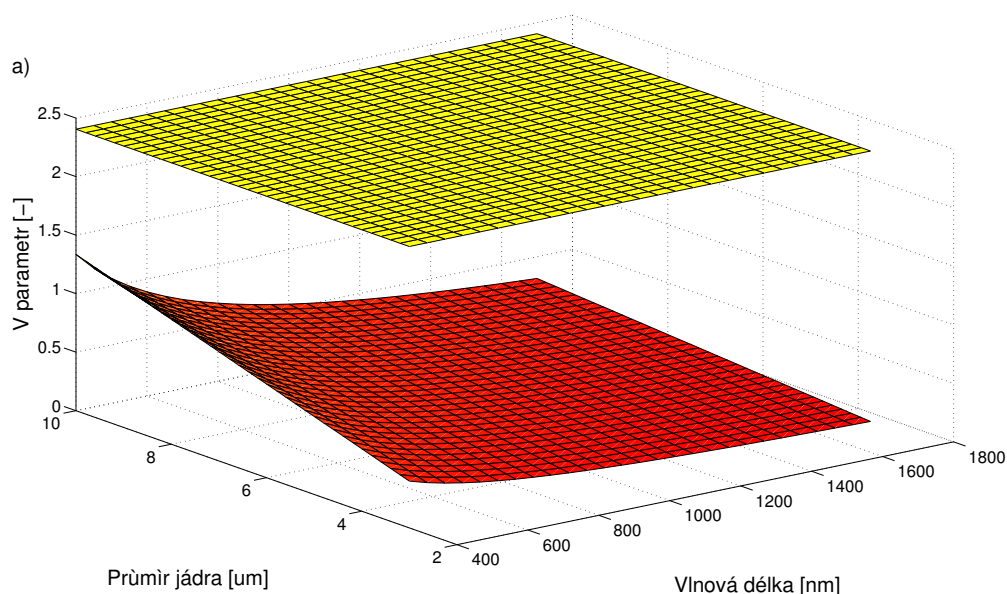
přitom platí rovnice (3.14). Pro dané V a l obsahuje charakteristická rovnice jedinou neznámou proměnnou X (protože $Y^2 = V^2 - X^2$). Charakteristickou rovnici lze řešit graficky, nebo numericky, vynesemím závislosti její pravé a levé strany na proměnné X a nalezením jejich průsečíků. Tímto postupem lze pro každý parametr V nalézt odpovídající hodnotu X a z ní podle rovnic (3.7) a (3.13) odvodit konstantu šíření β pro daný vid. Z konstanty β lze získat požadovaný efektivní vidový index podle vzorce:

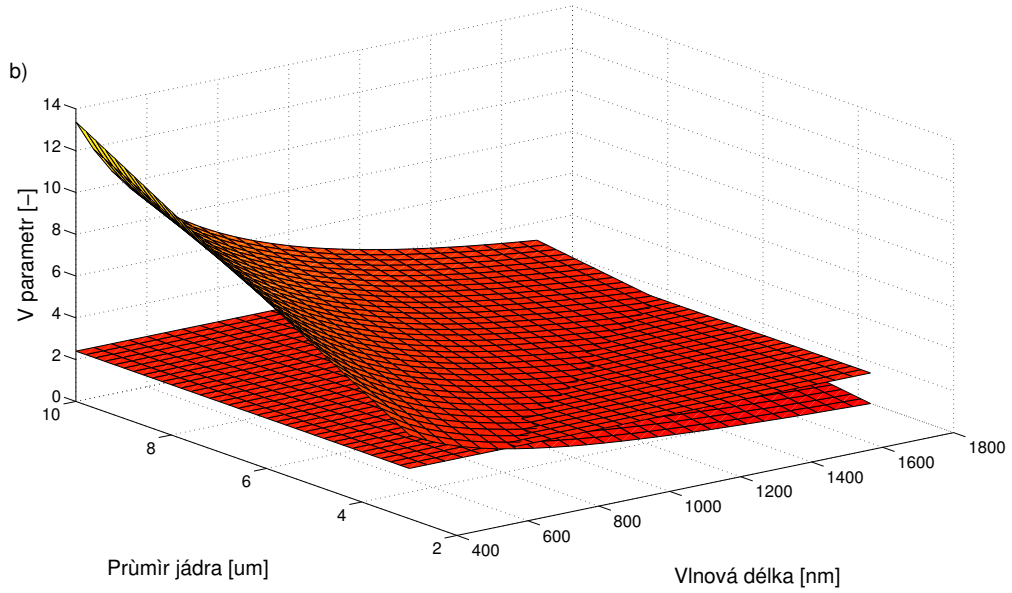
$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi}. \quad (3.20)$$

Rovnice (3.20) vede k určení efektivního vidového indexu n_{eff} pro daný vid a požadovanou střední vlnovou délku λ_0 . Vláknové mřížky se téměř výhradně používají v jednovidových vláknech, model byl tedy omezen pouze na výpočet efektivního vidového indexu pro základní vid LP_{01} (tedy $l = 0$). Pokud by byla zanedbána disperze (n_{eff} je konstantní v okolí λ_0), postačil by pouze jeden výpočet n_{eff} pro požadovanou střední vlnovou délku $\lambda_0 = \lambda_{\text{Bragg}}$.

Při vytváření modelu byl však požadavek na vysokou univerzalitu, proto je do modelu zahrnut vliv vlnovodové disperze (popř. i materiálové). Zahrnutí vlnovodové disperze však znamená zavedení závislosti $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda)$. Je tedy nezbytné n_{eff} vypočítat pro každou vlnovou délku v zadaném rozsahu. Protože výpočet n_{eff} popsáný rovnicemi (3.14) – (3.20) je poměrně časově náročný, mohlo by pro větší počet vlnových délek určení všech hodnot n_{eff} znamenat výrazné prodloužení času výpočtu. Jak je znázorněno na Obr. 3.1, výpočet n_{eff} představuje v modelu mřížky pouze malou část a je tedy nutné tento výpočet provádět v co nejkratším čase. Z tohoto důvodu byl vytvořen program pro výpočet normovaného vidového diagramu.

Vidový diagram představuje závislost konstanty šíření β na V parametru vlákna. Do modelu vláknové mřížky byl vidový diagram implementován na základě úvahy, že vláknové mřížky se používají téměř výhradně v jednovidových vláknech. Proto stačí znát závislost konstanty šíření β na V parametru vlákna pouze pro základní vid LP_{01} , a není tedy nutné pokaždé počítat n_{eff} znovu. Stačí jej odvodit z předem vypočítané závislosti. Z řešení charakteristické rovnice také vyplývá rozsah parametru V , pro který ještě platí jednovidový režim vlákna. Při zvyšování parametru V dochází ke vzniku dalších kořenů charakteristické rovnice a tím se zvyšuje počet vidů, které ve vlákne vznikají. Pokud má být vlákno provozováno pouze v jednovidovém režimu, nesmí parametr V překročit hodnotu 2,405. Po překročení této mezní hodnoty by se stal dalším vedeným vid LP_{11} .





Obr 3.4: Závislost V parametru vlny na vlnové délce a průměru jádra a) pro $\Delta n = 10^{-4}$, b) $\Delta n = 10^{-2}$. Hranice jednovidovosti je znázorněna rovinou $V = 2,405$

Standardně vyráběná vlákna jsou vždy slabě vedoucí. Rozdíl indexu lomu mezi jádrem a pláštěm se typicky pohybuje v řádu 10^{-3} . Pokud by do vlákna byla zapsána vláknová mřížka, změna rozdílu indexu lomu mezi jádrem a pláštěm by v extrému mohla dosáhnout řádu 10^{-2} . Naopak velmi slabě vedoucí vlákna mohou mít rozdíl indexu lomu mezi jádrem a pláštěm i v řádu 10^{-4} . Vlákna se vyrábí standardně s vnějším průměrem 125 μm , průměr jádra se pro jednovidová vlákna pohybuje v rozmezí 3 až 10 μm . Na Obr. 3.4 jsou vyobrazeny závislosti V parametru vlákna na průměru jádra vlákna a vlnové délce procházejícího světla. Rozsah vlnových délek byl zvolen 400 až 1700 nm, i s ohledem na speciální aplikace (pro telekomunikační účely se používají pásma okolo 850, 1300 a 1550 nm).

Jak je vidět na z Obr. 3.4 a) a b), rozdíl indexu lomu jádra a pláště vlákna má na V parametr velký vliv. Vlákna s velkou numerickou aperturou musí mít relativně menší průměr jádra vlákna, aby bylo dosaženo podmínky pro šíření jediného vidu. Mezní vlnová délka, pro kterou ještě vlákno pracuje v jednovidovém režimu, se nazývá „cutoff wavelength“. Tento parametr bývá u jednovidových vláken zpravidla udáván výrobcem.

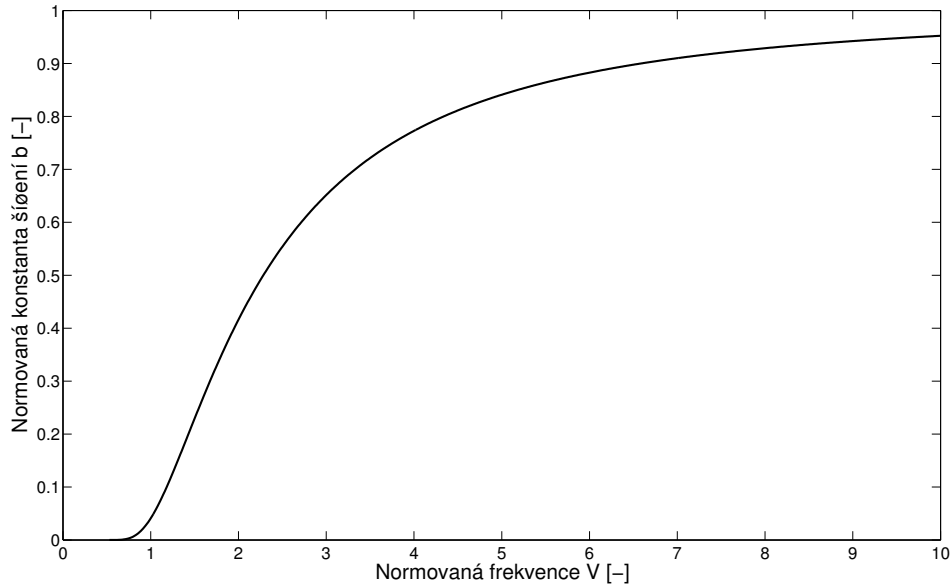
Při výpočtu vidového diagramu jsou jak nezávislá proměnná V tak závislá proměnná X funkcí vlnové délky. Tato závislost tedy platí pouze pro společný parametr λ . Je výhodné zavést normování:

$$b = \frac{Y^2}{V^2} \rightarrow b = 1 - \left(\frac{X}{V} \right)^2. \quad (3.21)$$

Parametr b je závislý na parametru V , výpočet efektivního indexu lomu n_{eff} je potom jednoznačný pro odpovídající b :

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{b(n_c^2 - n_{cl}^2) + n_{cl}^2}. \quad (3.22)$$

Pro model uvažovaný v této práci byl vypočten normovaný vidový diagram pro vid LP_{01} , v rozsahu V parametru 0,5 až 10. Použitá přesnost pro určení V parametru je 10^{-5} , což odpovídá přibližně 950 000 hodnot na rozsah. Takto velké rozlišení bylo zvoleno z důvodu možnosti zanesení i velmi malé vlnododové disperze v případě modelování dlouhých vláknových rezonátorů. Počátek rozsahu byl zvolen pro $V = 0,5$, protože pro nižší hodnoty V je řešení charakteristické rovnice blízké nule a výsledek není možné určit s použitelnou přesností. Protože však V parametr je přímo úměrný aperturnímu úhlu a průměru jádra, jsou vlákna konstruována tak, aby byly provozovány spíše na hranici jednovidovosti, a běžně se jejich V parametr pohybuje okolo hodnoty 2. Spodní hranice $V = 0,5$ tedy není omezující. Vývojový diagram a zdrojový kód programu pro výpočet normovaného vidového diagramu je přiložen v příloze 1.



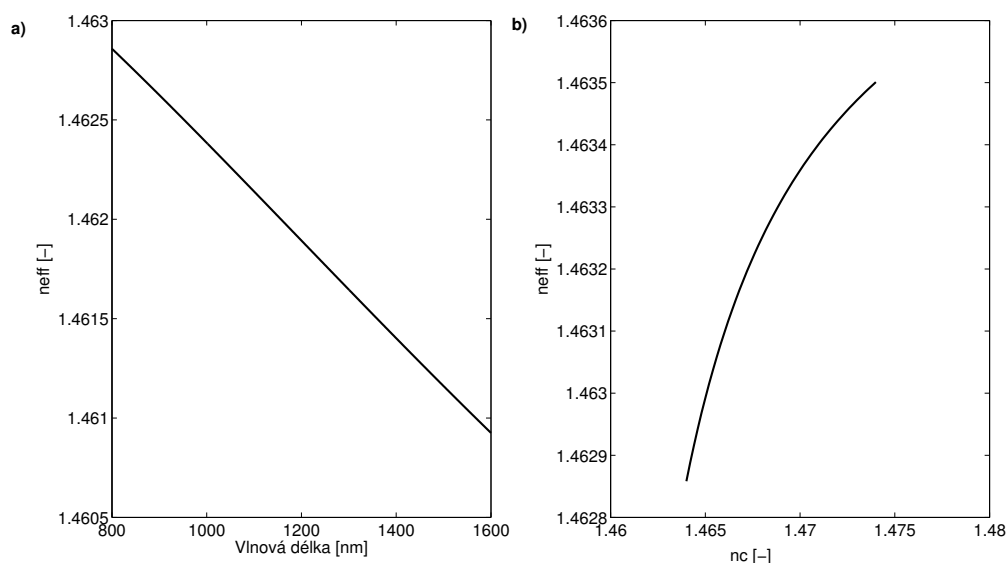
Obr. 3.5: Normovaný vidový diagram pro vid LP_{01}

Přestože je jednovidový provoz omezen hodnotou $V = 2,405$, je vidový diagram vypočítán až po hodnotu $V = 10$. Toto zvětšení rozsahu V parametru je zavedeno pro případ, že by změna indexu lomu jádra vlákna v důsledku osvitů způsobila v místě mřížky lokální překročení V parametru nad mez jednovidovosti. Stále je však zavedeno omezení, že pokud by vlákno před zapsáním mřížky přesahovalo pro požadovaný rozsah vlnových délek mez jednovidovosti, nebyla by další simulace mřížky umožněna. Průběh normovaného vidového diagramu pro vid LP_{01} je vyobrazen na Obr. 3.5. Závislosti zobrazené na Obr. 3.6 a) a b) lze dále matematicky zpracovat. Závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda)$ je lineární, závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c)$ lze proložit polynomem druhého stupně. Jakákoliv hodnota $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda)$ lze vyjádřit rovnicí:

$$n_{\text{eff}}(n_c, \lambda) = k_{p2} n_c^2 + k_{p1} n_c + k_{p0} + k_l (\lambda - \lambda_0), \quad (3.23)$$

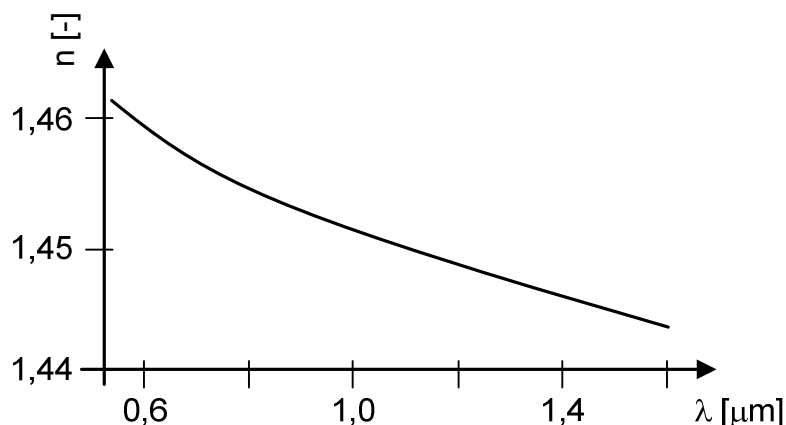
kde k_{p0} - k_{p2} jsou koeficienty polynomu druhého stupně vypočítané pro závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda_0)$ a k_l je směrnice přímky, závislosti $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_{c0}, \lambda)$. V případě, že je počítáno s bezdisperzním prostředím, tzn. $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda) = \text{konst.}$, nebo disperzním prostředím se zahrnutím pouze vlnododové disperze, jak je naznačeno na Obr. 3.6 a), je

možné použít rovnici (3.23) k určení n_{eff} . Bližší analýza případů, ve kterých je možné a výhodné použití výpočtu n_{eff} podle rovnice (3.23) bude rozebráno v kapitole 4.1.



Obr. 3.6: Závislosti pro vlákno Corning SMF-28, $n_{c0} = 1,458$, $n_{cl} = 1,464$, $d = 8,6 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$,
 a) $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_{c0}, \lambda)$ – vlnovodová disperze, b) $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda_0)$ – změna n_{eff} v důsledku osvitu
 jádra vlákna

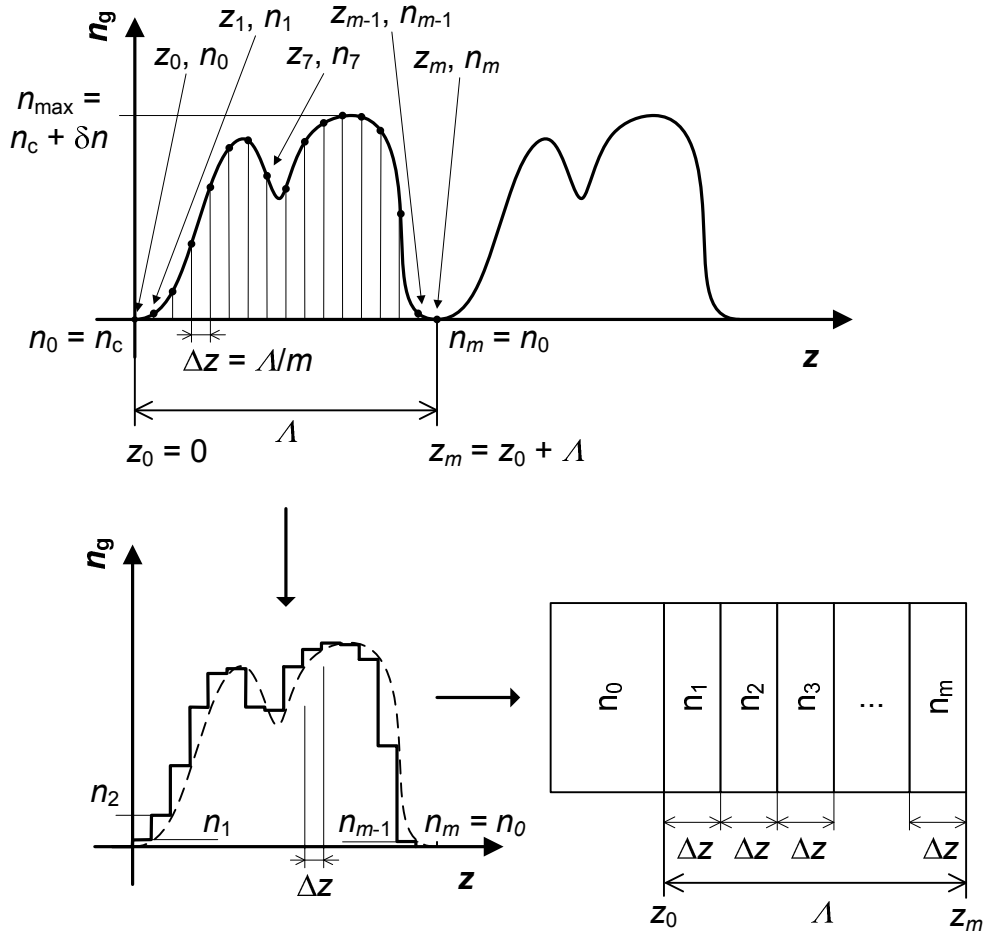
Vlnovodová disperze, která je v modelu zahrnuta závislostí $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda)$ tvoří ale pouze část chromatické disperze. Druhou část potom tvoří materiálová disperze. Materiálovou disperzí se rozumí závislost materiálových vlastností na vlnové délce, konkrétně $n_c = n_c(\lambda)$ a $n_{cl} = n_{cl}(\lambda)$. Do modelu je možné materiálovou disperzi zahrnout, je však nutné importovat vektory hodnot n_c a n_{cl} pro daný rozsah vlnových délek. Tyto závislosti však nebývají obecně dostupné, proto při dalších analýzách vláknových mřížek v této práci nebude materiálová disperze uvažována. Přesto je možné ji do modelu zahrnout. Při zahrnutí materiálové disperze není určení závislosti $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda_0)$ stejné jako v případě vlnovodové disperze a rovnice (3.23) v tomto případě není možné použít. Ilustrativní průběh závislosti indexu lomu křemenného skla v závislosti na vlnové délce je vyobrazen na Obr. 3.7



Obr. 3.7: Materiálová disperze – závislost indexu lomu na vlnové délce pro SiO_2

3.2 Definice elementární struktury mřížky

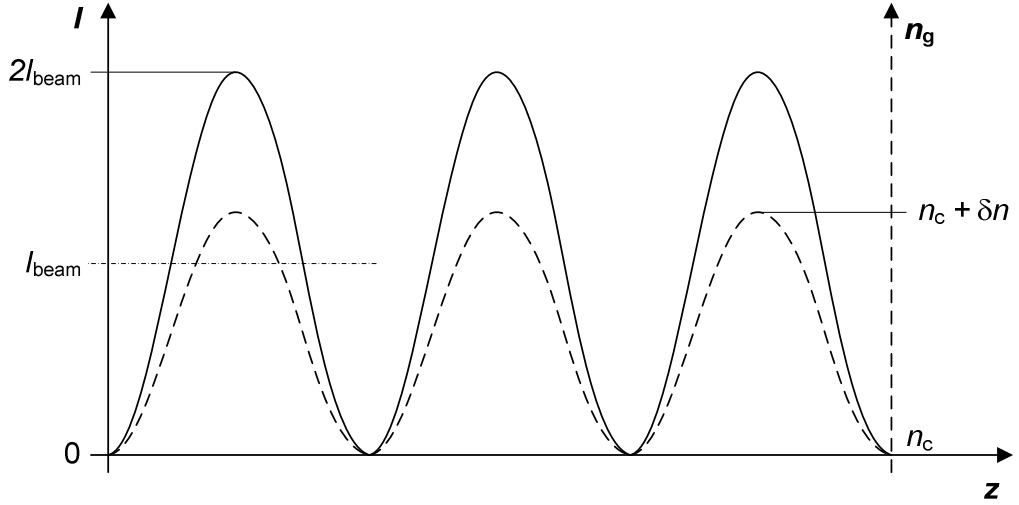
Pomocí postupu v kapitole 3.1 je definován efektivní vidový index vlákna. Podle (2.1) lze tedy vypočítat, jakou periodu bude mít mřížka pro požadovanou Braggovu rezonanční vlnovou délku. Další důležitou součástí modelu je definování sub-periodové struktury. Jak již bylo řečeno, pro výpočet vláknové mřížky je použita metoda vrstvení dielektrika a metoda přenosové matice. Je tedy zapotřebí definovat tvar jednotlivých period mřížky a takto popsany úsek převést na sériovou strukturu dielektrických vrstev s definovanou tloušťkou a indexem lomu. Protože v rámci jedné vrstvy je index lomu konstantní, je nejprve zapotřebí strukturu navzorkovat. Z takto získaných hodnot pak lze vytvořit sendvičovou strukturu definovaných dielektrických vrstev.



Obr. 3.8: Princip odebrání vzorků z libovolného průběhu indexu lomu a převodu na vrstvy pro další výpočty metodou vrstvení dielektrika

V případě obecného průběhu vzorkování probíhá způsobem naznačeným na Obr. 3.8. Perioda je nejprve rozdělena na m úseků. Potom jsou po vzdálenostech Λ/m odebrány odpovídající hodnoty indexu lomu jádra vlákna, jednotlivým vzorkům jsou přiděleny souřadnice z_i, n_i , kde $i = 0, 1, \dots, m$. Vzhledem k tomu, průběh indexu lomu jádra v místě mřížky $n_g = n_g(z)$ je periodický, stačí při vhodném ošetření prvního a posledního vzorku navzorkovat pouze jednu periodu. Následně je na základě jednotlivých vzorků z_i a n_i vytvořena soustava vrstev, jak je naznačeno na Obr. 3.8.

Model podporuje dva předdefinované průběhy, je však možné importovat libovolný vlastní průběh formou dvou odpovídajících vektorů hodnot $z_0 \dots z_m$ a $n_0 \dots n_m$.



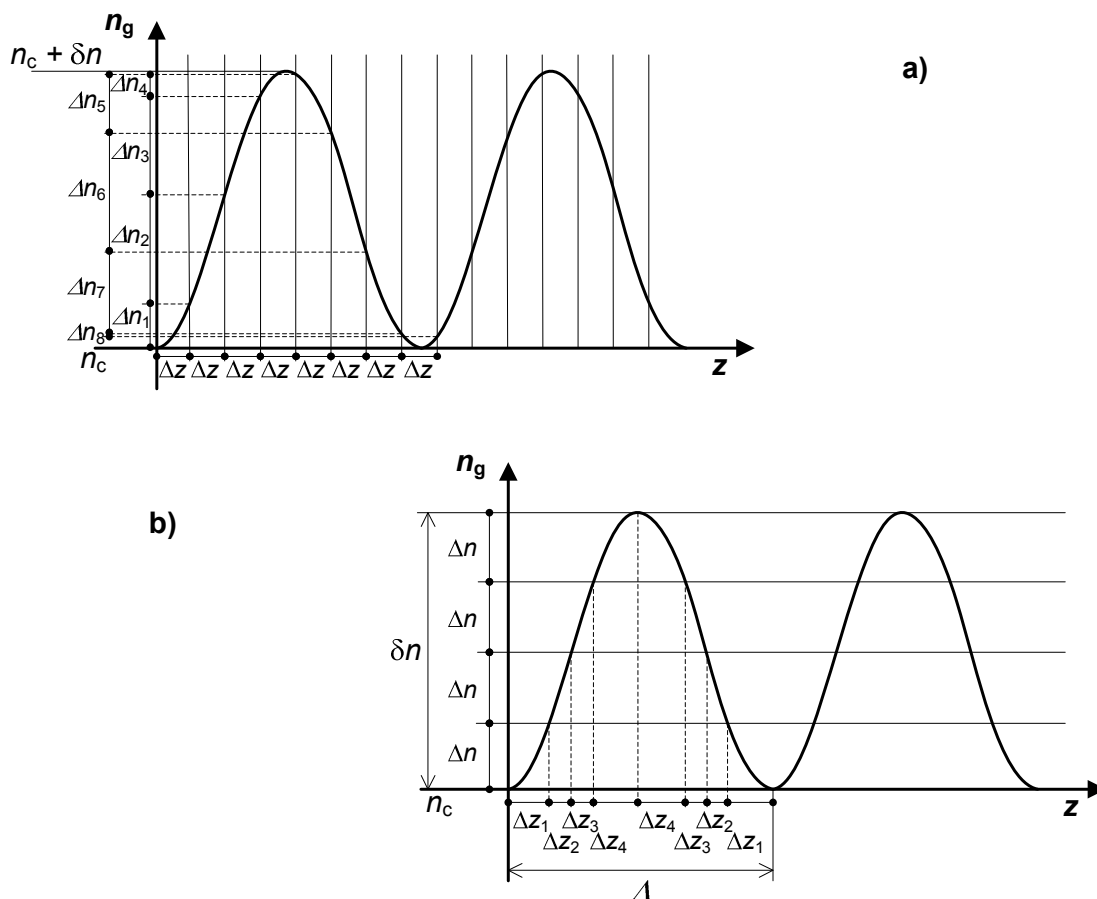
Obr. 3.9: Průběh intenzity interferenčního vzoru a průběh indexu lomu jádra vlákna v místě mřížky

Ve většině případů ale postačí předdefinované průběhy. Tyto průběhy byly zvoleny na základě výrobních technologií. Nejčastěji se vláknové mřížky vyrábí holografickými metodami, jak je popsáno v kapitolách 2.4.1, 2.4.2 a 2.4.4. Rozložení intenzity v interferenčním obrazci má harmonický průběh. Pokud by každý z dopadajících svazků měl intenzitu I_{beam} , průběh intenzity interferenčního vzoru lze potom popsat harmonickou funkcí. Při zavedení souřadnice $z = 0$ pro minimum funkce by potom intenzita interferujících svazků odpovídala rovnici (3.24a). Protože změna indexu lomu jádra vlákna, která je způsobena osvitom, je úměrná intenzitě dopadajícího záření, platila by pro změnu indexu lomu δn odpovídající maximální intenzitě $2I_{\text{beam}}$ rovnice (3.24b):

$$I(z) = I_{\text{beam}} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right]. \quad (3.24a)$$

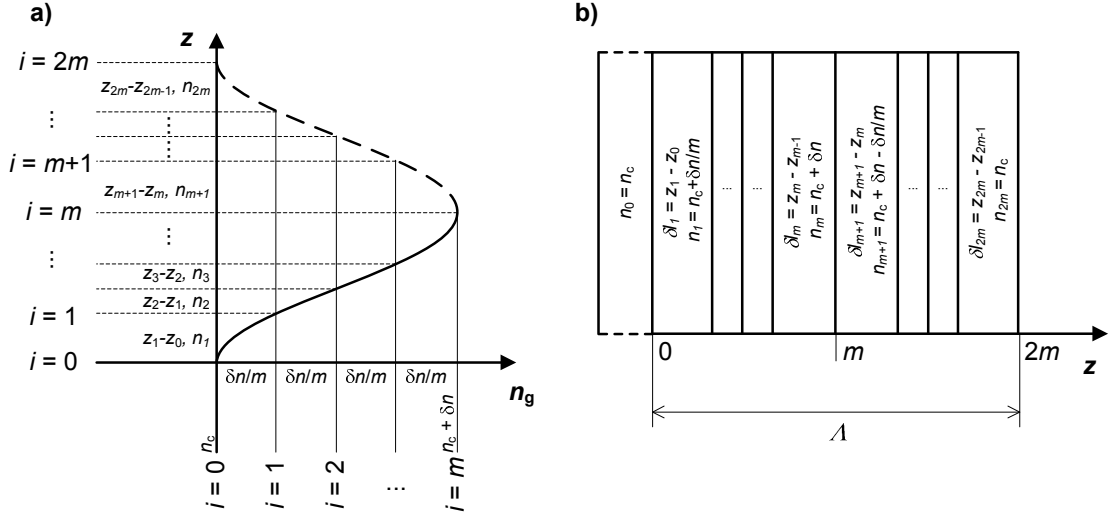
$$n_g(z) = n_c + \frac{\delta n}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right], \quad (3.24b)$$

kde $n_g(z)$ je průběh indexu lomu jádra vlákna po osvitu, n_c je index jádra vlákna před osvitom, Λ je perioda vláknové mřížky a z je prostorová souřadnice ve směru osy vlákna. Průběh intenzity dopadajícího záření a indexu lomu jádra vlákna při zapisování mřížky je znázorněn na Obr. 3.9.



Obr 3.10: Vzorkování harmonické funkce a) vertikálním a b) horizontálním vzorkováním.
 U horizontálního vzorkování je zaručeno odebrání vzorků v obou extrémech funkce

Při vzorkování prostorového průběhu indexu lomu je žádoucí, aby bylo dosaženo co nej přesnější rekonstrukce průběhu z odebraných vzorků. Při menším počtu vzorků na periodu může dojít k případu, že bude odebráno málo vzorků v oblastech s rychlým nárůstem indexu lomu nebo naopak zbytečně mnoho vzorků v oblastech s malou změnou indexu lomu. Protože v jednotlivých vrstvách je index lomu konstantní, je vytvořen poměrně velký skokový index lomu v relativně dlouhé oblasti, jak je znázorněno na Obr. 3.10 a). Tento nežádoucí jev lze omezit např. snížením vzorkovací vzdálenosti, tedy zvýšením počtu vzorků na periodu. Tato cesta ale znamená zvýšení počtu dat a tím i času potřebného pro výpočet. Protože průběh indexu lomu popsany vzorcem (3.24b) má v rámci jedné periody pouze jedno známé maximum a jedno známé minimum, je výhodnější zavést vzorkování „horizontální“, tedy odebírání vzorků souřadnice z v závislosti na indexu lomu n_g v přesně stanoveném rozsahu. Tím je zajištěno, že skoková změna indexu lomu je konstantní i v úsecích s prudkou změnou indexu lomu, v těchto místech však budou zmenšeny tloušťky vrstev. Tak je možné dosáhnout stabilnější změny indexu lomu při menším počtu vzorků. Princip horizontálního vzorkování je znázorněn na Obr. 3.10 b).



Obr. 3.11: Inverzní funkce popsaná vztahem (3.25), přiřazení hodnot jednotlivým vzorkům na základě vzorců (3.26) – (3.29)

Samotné určení vzorkovacích hladin je provedeno na základě inverzní funkce (viz. Obr. 3.11) odvozené z (3.24b):

$$z(n_g) = \frac{\Lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2(n_g - n_c)}{\delta n}\right), n_g \in \langle n_c, n_c + \delta n \rangle. \quad (3.25)$$

Rozsah n_c až $n_c + \delta n$ je potom rozdělen na m stejných úseků, je tedy zavedena diskretizace:

$$n_i = n_c + i \frac{\delta n}{m}, i = 0, 1, 2, \dots, m, \quad (3.26)$$

kde i je pořadí diskretizační hladiny a m je počet diskretizačních hladin. Přitom platí, že $i = 0, 1, 2, \dots, m$. Dosazením (3.26) do (3.25) vznikne diskretizační funkce:

$$z_i = \frac{\Lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2i}{m}\right), i = 0, 1, 2, \dots, m \quad (3.27)$$

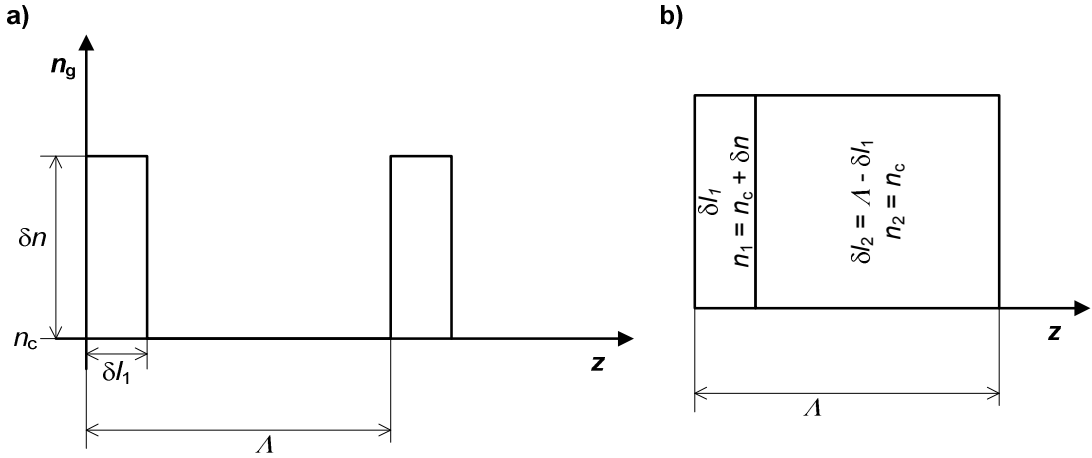
pro odpovídající hodnoty n_i . Tím je popsána půlka periody. Protože funkce cosinus je sudá, lze druhou polovinu periody dopočítat podle pravidla platného pro sudou funkci $f(m+n_g) = f(m-n_g)$. Pro interval vzorků $i = m+1, m+2, \dots, 2m$ bude tedy platit:

$$n_i = n_c + (2m - i) \frac{\delta n}{m}, i = m+1, m+2, \dots, 2m, \quad (3.28)$$

$$z_i = \Lambda - \frac{\Lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2(2m - i)}{m}\right), i = m+1, m+2, \dots, 2m \quad (3.29)$$

Vyjádření parametrů z_i a n_i podle rovnic (3.26) – (3.29) je graficky znázorněno na Obr. 3.11 a). Protože dielektrická vrstva je definovaná dvěma parametry, a to indexem lomu vrstvy a tloušťkou vrstvy, je vždy i -té vrstvě přiřazen index lomu n_i a tloušťka vrstvy $\delta l_i = z_i - z_{i-1}$, kde interval pro jednu periodu je definován v rozmezí hodnot $i = 1, 2, \dots, 2m$. Z důvodů správného navazování jednotlivých period má vždy počáteční

dielektrická vrstva index lomu $n_0 = n_c$ a poslední dielektrická vrstva periody index lomu $n_{2m} = n_c$. Princip přiřazování parametrů jednotlivým vrstvám je znázorněn na Obr. 3.11 b).



Obr. 3.12: Určení vzorků a parametrů vrstev pro obdélníkový průběh

Druhý předdefinovaný průběh zahrnutý v modelu je obdélníkový. Tento průběh vychází z výrobní metody bod po bodu (viz. kapitola 2.4.3), kdy osvit vlákna probíhá lokálně úzkým svazkem a následně se vlákno posune o vzdálenost odpovídající jedné periodě. To jde popsat přibližně obdélníkovým průběhem definovaným parametry podle Obr. 3.12 a). Vzdálenost δl_1 je dána průměrem dopadajícího svazku d_{Beam} . V tomto místě dochází k osvitu a tím navýšení indexu lomu jádra n_c o δn . Perioda mřížky Λ je dána posunem vlákna, po délku $\Lambda - \delta l_1$ není vlákno vystaveno UV záření. Index lomu v tomto místě tedy odpovídá indexu lomu jádra vlákna n_c . Matematický popis průběhu je dán rovnicemi:

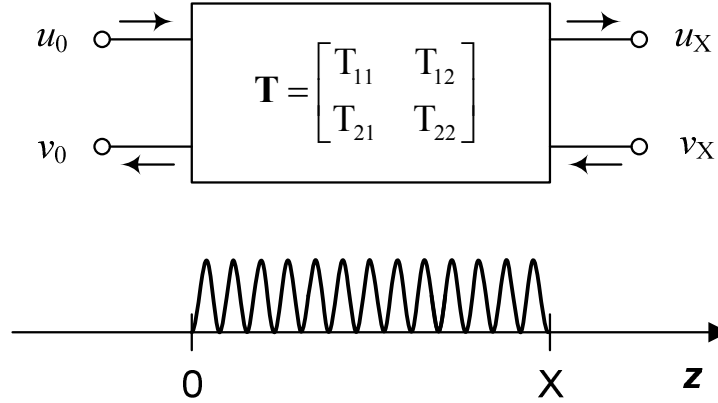
$$\begin{aligned} n_g(z) &= n_c + \delta n, z \in \langle 0, l_1 \rangle \\ n_g(z) &= n_c, z \in \langle l_1, \Lambda \rangle \end{aligned} \quad (3.30)$$

Vytvoření struktury vrstev popisující tento průběh je potom velice jednoduché, protože každá perioda mřížky se skládá ze dvou vrstev, a to vrstvy s indexem lomu $n_c + \delta n$ a délkou δl_1 a vrstvy s indexem lomu n_c a délkou δl_2 , jak je znázorněno na Obr. 3.12 b).

3.3 Sestavení periody mřížky

Na základě vzorkování byl převeden průběh jedné periody mřížky na soustavu tenkých vrstev. Jednotlivé vrstvy byly definovány jejich vzájemnou polohou, tloušťkou a indexem lomu, který odpovídá indexu lomu jádra vlákna v daném místě. Jak bylo popsáno v kapitole 3.1, světlo se ve vlákne šíří rychlostí danou indexem lomu jádra, ale efektivním indexem určeným pro daný vid. Před aplikací dalších metod je nejprve zapotřebí na základě odebraných vzorků indexu lomu jádra, indexu lomu pláště, rozměrů vlákna a vlnové délky přepočítat závislost $n_g = n_c(z)$ na závislost $n_g = n_{\text{eff}}(z, V)$. Výpočet n_{eff} je popsán v kapitole 3.1. Tímto krokem se do současného modelu mřížky zahrne disperze, protože normovaná frekvence vlákna V je závislá na

vlnové délce použitého světla. Po zavedení této závislosti je možné aplikovat metodu vrstvení dielektrika pro popis přenosových vlastností mřížky.

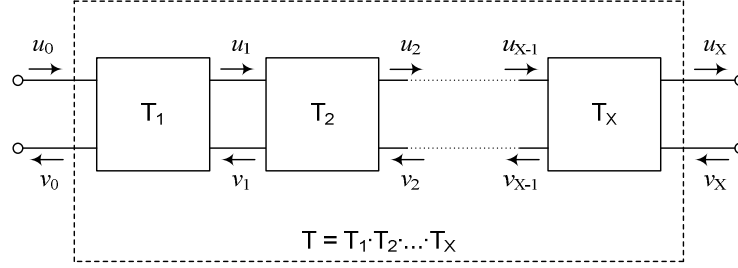


Obr. 3.13: Vláknová mřížka jako čtyřportový prvek s přenosem \mathbf{T}

Z vnějšího pohledu si lze vláknovou mřížku představit jako optický prvek se dvěma vstupními a dvěma výstupními porty. Jednotlivé porty popisují vstupující a vystupující elektromagnetické pole v obou směrech u a v . Na začátku mřížky, v bodě 0, a na konci mřížky, v bodě X , tedy budou definována pole u_0 , v_0 a u_X , v_X , jak je znázorněno na Obr. 3.13. Vazba mezi jednotlivými porty je potom popsána soustavou rovnic:

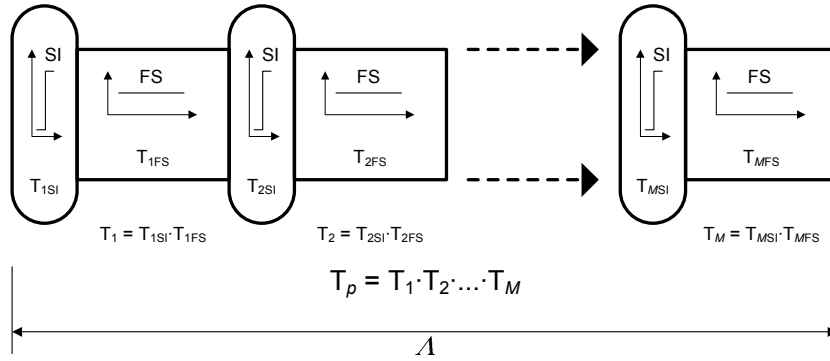
$$\begin{aligned} u_0 &= T_{11}u_X + T_{12}v_X \\ v_0 &= T_{21}u_X + T_{22}v_X \end{aligned} \quad (3.31)$$

kde T_{11} , T_{12} , T_{21} a T_{22} jsou koeficienty přenosové funkce \mathbf{T} . Přenosová funkce \mathbf{T} se zpravidla zapisuje v maticovém tvaru a je nazývána přenosovou maticí. Přenosová matice \mathbf{T} , podle Obr. 3.13, vyjadřuje přenos celé mřížky. Stejným způsobem je však možné vyjádřit pouze určitou část mřížky, např. jednu periodu nebo jinak definovaný úsek mřížky. Takto definovaný úsek je potom vyjádřen dílčí přenosovou maticí, jak je popsáno v kapitole 2.3. Na základě TMM je možné násobení dílčích přenosových matic, což představuje sériové řazení takto popsaných úseků. Každý z úseků si lze opět představit, podobně jak je tomu v případě celé mřížky na Obr. 3.13, jako čtyřportový prvek popsáný vlastní soustavou rovnic a zmíněnou dílčí přenosovou maticí. Sestavování části mřížky na základě dílčích přenosových funkcí je znázorněno na Obr. 3.14. Tímto způsobem lze skládat mřížky nebo mřížková pole z jednotlivých stavebních bloků. Stavební bloky mohou být tvořeny částmi mřížek, jednotlivými periodami či sub-periodickými úseky. Základní stavební blok potom představuje jedna vrstva reprezentovaná parametry $\delta l_i = z_i - z_{i-1}$ a $n_i = n_{\text{eff}}(z_i)$.



Obr 3.14: Skládání mřížky z menších úseků pomocí TMM

Pokud bude brána MTFs jako výchozí metoda pro modelování vláknových mřížek, je možné rozdělit každou vrstvu ještě na dvě části – rozhraní se skokovou změnou indexu lomu a volné prostředí s konstantním indexem lomu n_i a délkou δl_i , jak je popsáno v kapitole 2.3. Při bližším rozboru elementární struktury je tedy možné sendvičovou strukturu tvořenou jednotlivými dielektrickými vrstvami dále upřesnit. Strukturu tak v nejzákladnějším pojetí představují střídající se rozhraní a volná prostředí, jak je znázorněno na Obr. 3.15. Přitom přenos každého rozhraní závisí čistě na indexech lomu dvou okolních prostředí a přenos každého volného prostředí závisí čistě na jeho indexu lomu n_i , délce δl_i a vlnové délce λ procházejícího světla.



Obr. 3.15: Popis dielektrických vrstev pomocí rozhraní se skokovým indexem lomu a volným prostředím

Při bližším pohledu na rozloženou dielektrickou vrstvu je možné definovat její parametry. Přenosová matice pro i -tou vrstvu bude tvořena součinem přenosové matice rozhraní \mathbf{T}_{iSI} (Step Index – SI) a přenosové matice volného prostředí \mathbf{T}_{iFS} (Free Space - FS). Pro přenosovou matici na rozhraní se skokovou změnou indexu lomu platí rovnice (2.19)-(2.21), po přizpůsobení dle Obr. 3.15 budou mít rovnice tvar:

$$\begin{bmatrix} u_{i-1} \\ v_{i-1} \end{bmatrix} = \mathbf{T}_{iSI} \begin{bmatrix} u_{iSI} \\ v_{iSI} \end{bmatrix} = \frac{1}{t_i} \begin{bmatrix} 1 & r_i \\ r_i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{iSI} \\ v_{iSI} \end{bmatrix}, \quad (3.32)$$

kde koeficienty odrazivosti r_i a propustnosti t_i jsou definovány rovnicemi:

$$r_i = \frac{n_{i-1} - n_i}{n_{i-1} + n_i}, \quad (3.33)$$

$$t_i = \frac{2n_{i-1}}{n_{i-1} + n_i}. \quad (3.34)$$

kde $n_i = n_{\text{eff}}(z_i)$ a $n_{i-1} = n_{\text{eff}}(z_{i-1})$. Následující volné prostředí podle Obr. 3.15 je možné popsat soustavou rovnic v maticovém tvaru:

$$\begin{bmatrix} u_{iSI} \\ v_{iSI} \end{bmatrix} = \mathbf{T}_{iFS} \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{pi} e^{j\varphi_i} & 0 \\ 0 & A_{pi} e^{-j\varphi_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix}. \quad (3.35)$$

Fáze $\varphi_i = 2\pi n_i \delta l_i / \lambda$, kde $n_i = n_{\text{eff}}(z_i)$, $\delta l_i = z_i - z_{i-1}$ a λ je vlnová délka procházejícího světla. Parametr A_{pi} vyjadřuje poměrový útlum, ke kterému v konkrétním volném prostředí délky δl_i dochází. Protože zpravidla je útlum optického vlákna výrobcem udáváný pomocí měrného útlumu α , je možné poměrový útlum vypočítat ze vzorce:

$$A_{pi} = 10^{\frac{-\alpha \delta l_i}{10000}}, \quad (3.36)$$

kde α je měrný útlum v dB/km ($\alpha \geq 0$) a $\delta l_i = z_i - z_{i-1}$. Dosazení rovnice (3.35) do (3.36) vede k vyjádření přenosové matice pro i -tou vrstvu pomocí součinu dílčích přenosových matic \mathbf{T}_{iSI} a \mathbf{T}_{iFS} , tedy zavedení metody přenosové matice:

$$\begin{bmatrix} u_{i-1} \\ v_{i-1} \end{bmatrix} = \frac{1}{t_i} \begin{bmatrix} 1 & r_i \\ r_i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{pi} e^{j\varphi_i} & 0 \\ 0 & A_{pi} e^{-j\varphi_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix} = \mathbf{T}_i \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

Přenosová matice pro i -tou vrstvu, \mathbf{T}_i , se potom rovná:

$$\mathbf{T}_i = \mathbf{T}_{iSI} \cdot \mathbf{T}_{iFS} = \frac{A_{pi}}{t_i} \begin{bmatrix} e^{j\varphi_i} & r_i e^{-j\varphi_i} \\ r_i e^{j\varphi_i} & e^{-j\varphi_i} \end{bmatrix}. \quad (3.38)$$

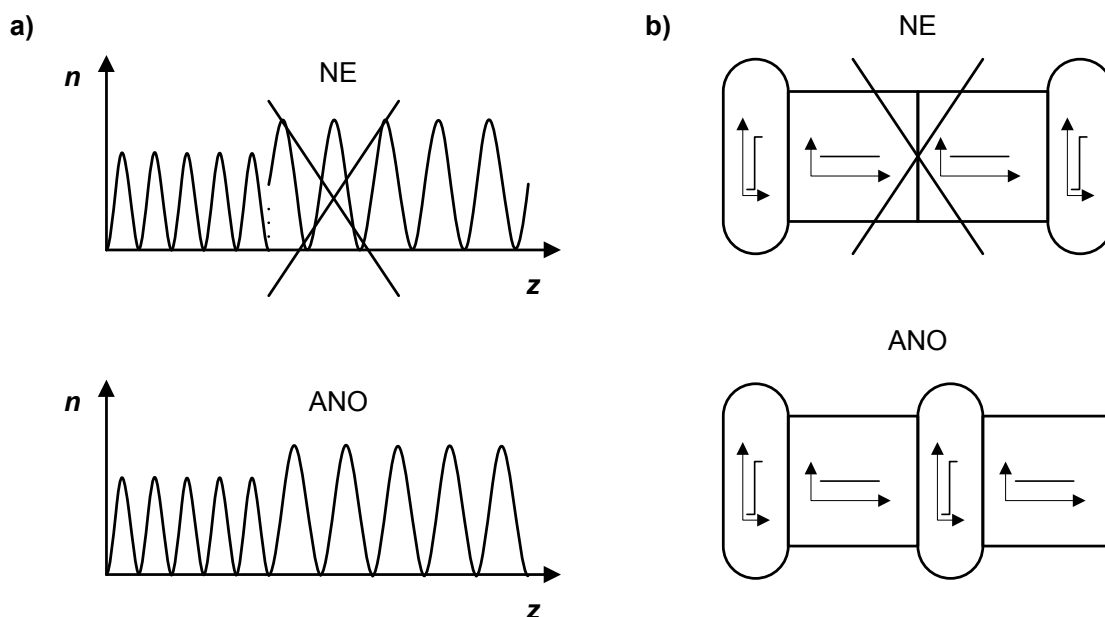
V případě, že bude perioda mřížky popsána M vrstvami, lze pro každou vrstvu v rozmezí $i = 1, 2, \dots, M$ vypočítat přenosovou matici \mathbf{T}_i . Při dodržení pravidel pro navazování úseků mřížky (znázorněných na Obr. 3.16) bude jedna perioda mřížky popsána rovnicemi:

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} = \mathbf{T}_p \begin{bmatrix} u_M \\ v_M \end{bmatrix}, \quad (3.39)$$

kde \mathbf{T}_p je přenosová matice jedné periody mřížky. Přitom z TMM platí, že:

$$\mathbf{T}_p = \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{T}_2 \cdots \mathbf{T}_M. \quad (3.40)$$

Jak již bylo řečeno v kapitole 3.2, pro bezchybné navazování jednotlivých přenosových funkcí částí mřížek je nezbytné správné ošetření začátku a konce každého úseku. Do modelu popisovaného v této práci byla zahrnuta podmínka, že každý libovolný úsek musí začínat rozhraním $n_0 \rightarrow n_1$ a nezbytně být ukončen volným prostředím o indexu lomu n_0 . Přitom hodnota indexu lomu n_0 je rovna efektivnímu vidovému indexu pro vid LP₀₁ před začátkem mřížky, $n_0 = n_{\text{eff}}(z_0)$. Tím se zajistí potřebná kontinuita při spojování těchto úseků. Takto definovaným úsekem se nejčastěji rozumí jedna perioda. V obecném případě však nemusí jít nutně o periodický průběh, může se stát, že některý z úseků mřížky je neperiodický (např. při překrytí mřížek v mřížkovém poli, jak bude popsáno v kapitole 3.5). I v tomto případě je ale nutné dodržet návaznost s okolními úseky mřížky. Podmínky pro správnou návaznost mřížkových úseků jsou naznačeny na Obr. 3.16 a).

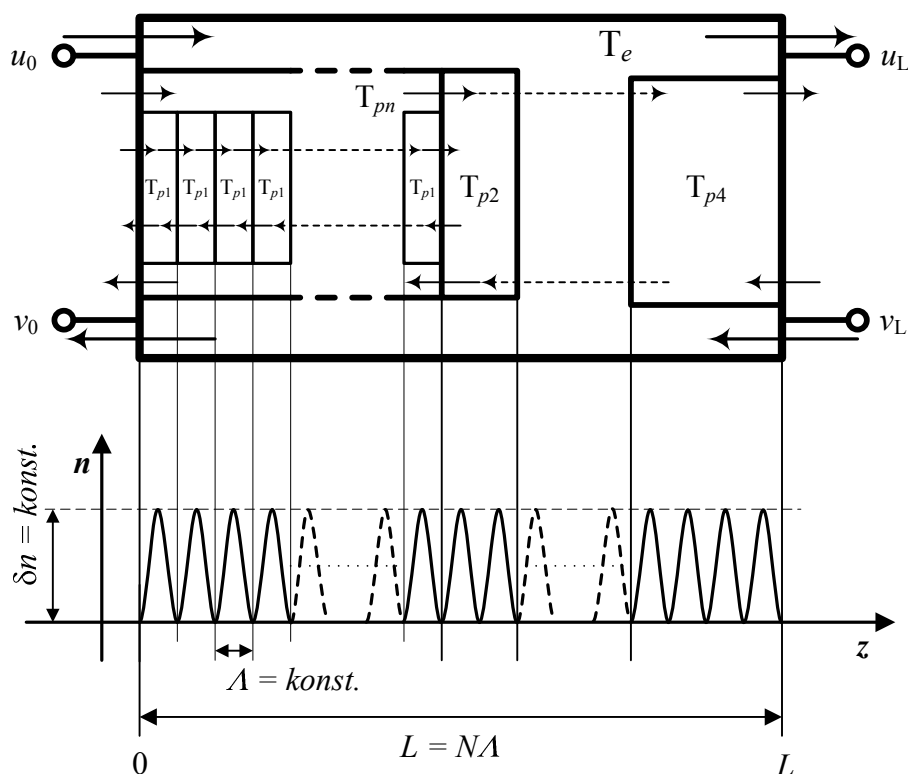


Obr. 3.16: Podmínky pro bezchybné navázání a) mřížkových úseků, b) jednotlivých vrstev

Návaznost jednotlivých úseků mřížky platí i v hlubším pojetí, tedy i na úrovni jednotlivých dielektrických vrstev. Každá vrstva může být popsána soustavou buď rozhraní – volné prostředí nebo volné prostředí – rozhraní. V principu je jedno, zda modelovaná vrstva začíná rozhraním nebo volným prostředím. V případě, že je mřížka složena z několika úseků, které jsou spojovány pomocí TMM, je zapotřebí z důvodu návaznosti dodržet v každém úseku stejný sled rozhraní a volných prostředí. V případě této práce byl zvolen sled každé vrstvy tak, že vždy začíná rozhraním a následuje volné prostředí, jak je naznačeno na Obr. 3.16 b).

3.4 Sestavení mřížkového elementu

Další částí v postupu při modelování mřížek a mřížkových polí je sestavení mřížkového elementu. V tomto významu je „mřížkový element“ definován jako úsek mřížky, který obsahuje několik (desítek, stovek, tisíců, ...) identických mřížkových period. To znamená, že mřížkový element je ucelený homogenní úsek mřížky, ve kterém jsou perioda mřížky A a změna indexu δn konstantní. Návrh mřížkového elementu je znázorněn na Obr. 3.17. Protože perioda je základní opakující se částí mřížky, je z důvodu optimalizace času výpočtu výhodné určení nejprve přenosové matice pro jednu mřížkovou periodu, T_p . Na základě TMM je potom možné opakovaným násobením této přenosové matice, T_p , vytvořit přenosovou matici pro mřížkový element délky L . Délka elementu je v takovém případě rovna N násobku periody mřížky A .

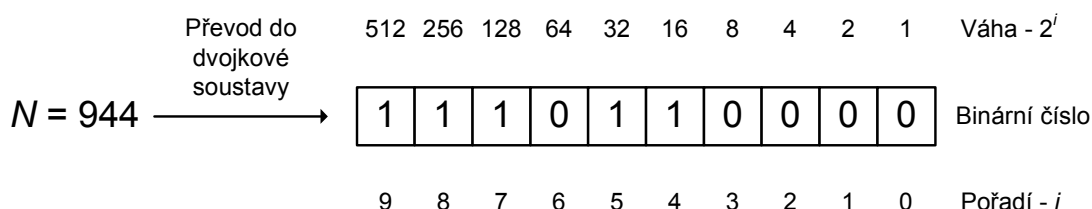


Obr. 3.17: Definice mřížkového elementu

Tím, že je možné určit přenosovou matici T_p a s ní pak pracovat jako se stavebním blokem mřížky, dochází ke značné redukci početních operací. Míru úspornosti výpočetní kapacity je možné uvést na jednoduchém příkladu. Pokud bude uvažovaný mřížkový element dlouhý např. $L = 0,5$ mm a mřížka bude navržena pro provoz na střední vlnové délce $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm (odpovídající perioda mřížky Λ přibližně 530 nm), bude počet period v elementu $N \approx 944$. Výroba mřížky se uvažuje za pomoci fázové masky, v modelu se tedy bude vycházet z předdefinovaného sinusového průběhu podle rovnice (3.24b). Počet vzorkovacích hladin pro určení periody vychází z požadované přesnosti výpočtu, obvykle se pohybuje mezi $m = 4$ pro hrubé vzorkování až po $m = 20$ pro velmi jemné vzorkování. Počet dielektrických vrstev na jednu periodu je $M = 2m$, tedy $M = 8 \div 40$. Pokud by byla základním stavebním prvkem jedna vrstva, pro výpočet mřížkového elementu by bylo zapotřebí vynásobit $M \cdot N$ matic. Pro mřížku dle příkladu by to znamenalo 7552 početních operací při hrubém vzorkování a 37 760 početních operací při velmi jemném vzorkování. Tyto počty operací se však významně sníží v případě, že je nejprve vypočtena jedna perioda a ta je následně N -krát zopakována. Tím se sníží počet početních operací na $M + (N - 1)$. Pro hrubé vzorkování tedy dojde k poklesu ze 7552 na 951, v případě velmi jemného vzorkování dokonce z 37 760 na 983.

Již tato optimalizace přináší významný pokles početních operací. Násobení matic je však poměrně náročná operace. Protože běžné vláknové mřížky mají délku až v řádu desítek mm, dosahují počty period na mřížku v řádu až 100 000. V takovém případě by výpočet jedné mřížky mohl trvat i několik hodin. Do popisovaného modelu byla zavedena ještě další významná optimalizace. Protože na úrovni výpočtu mřížkového elementu se zpravidla počítá s poměrně velkým množstvím identických přenosových matic \mathbf{T}_p , je výhodné pro elementy s větším počtem period vytvořit přenosové matice

pro shluk period a ten pak opakovat. Pokud by např. byla vytvořena přenosová matice pro 10 period a ta by se opakovala, počet operací by se snížil přibližně na desetinu. Právě tato myšlenka byla základem pro zavedení další optimalizace, a to optimalizace geometrickou řadou 2^n . Výhodnost zavedení této optimalizace je možné ukázat na předchozím případě. Pro ilustraci bude zavedeno značení přenosové matice pro 1 periodu mřížky T_{p1} , pro 4 periody mřížky T_{p4} , atd. Průběh optimalizace je znázorněn na Obr. 3.18.



T_{p1} - přenosová matice jedné periody	M početních operací
$T_{p2} = T_{p1} \cdot T_{p1}$ - přenosová matice dvou period	$M+1$ početních operací
$T_{p4} = T_{p2} \cdot T_{p2}$ - přenosová matice čtyř period	$M+2$ početních operací
$T_{p8} = T_{p4} \cdot T_{p4}$ - přenosová matice osmi period	$M+3$ početních operací
⋮	
$T_{p512} = T_{p256} \cdot T_{p256}$ - přenosová matice 256-ti period	$M+9$ početních operací
$T_{p944} = T_{p512} \cdot T_{p256} \cdot T_{p128} \cdot T_{p32} \cdot T_{p16}$	5 početních operací

Základní optimalizace: $M + 943$ početních operací

Optimalizace geometrickou řadou: $M + 9 + 5$ početních operací

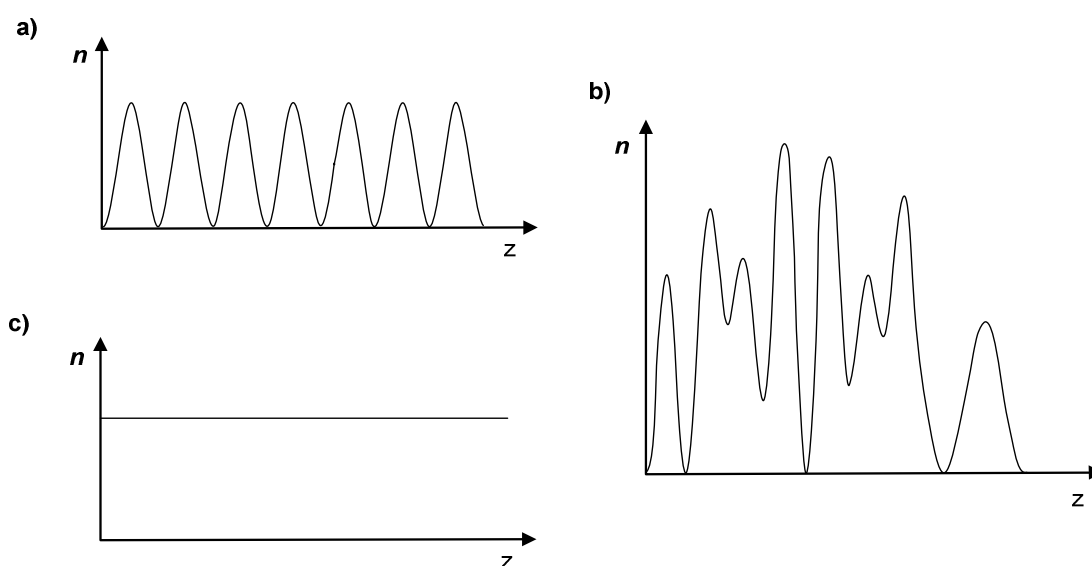
Obr. 3.18: Optimalizace výpočtu mřížkového elementu pomocí řady 2^n , uvedeno pro příklad $N = 944$

Nejprve je číslo N převedeno do binární soustavy, takto převedené číslo bude mít n bitů. Bitu nejnižšího řádu je přiřazeno pořadí $i = 0$, každý další řád představuje pořadí o 1 vyšší. Bit nejvyššího řádu bude mít tedy pořadí $i = n$. Při zpětném převodu do desítkové soustavy by tedy každý bit znamenal, zda je v čísle N zastoupena příslušná váha 2^i , jak je znázorněno na Obr. 3.18. Postupně se násobením vždy dvou dílčích přenosových matic řádu i získá matice pro řád o jedna vyšší. Pro počet period $N = 944$ z uvedeného příkladu by se pak počet operací dále snížil na 22 početních operací pro hrubé vzorkování a 54 pro velmi jemné vzorkování. Při dalším zvyšování počtu period N v rámci jednoho elementu by touto optimalizací docházelo pouze k jednotkovým nárůstům prováděných operací. Efektivita této optimalizace narůstá se zvyšujícím se počtem period N v mřížkovém elementu. Srovnání počtu operací pro zmíněné optimalizace je přehledně zobrazeno v Tab. 3.1.

Hustota vzorkování	Počet početních operací (násobení matic)		
	Bez optimalizace	Opakování celých period	Optimalizace geometrickou řadou 2^n
Hrubé vzorkování ($M = 8$)	7 552	951	22
Velmi jemné vzorkování ($M = 40$)	37 760	983	54

Tab. 3.1: Počty početních operací bez optimalizace a při použití optimalizačních algoritmů

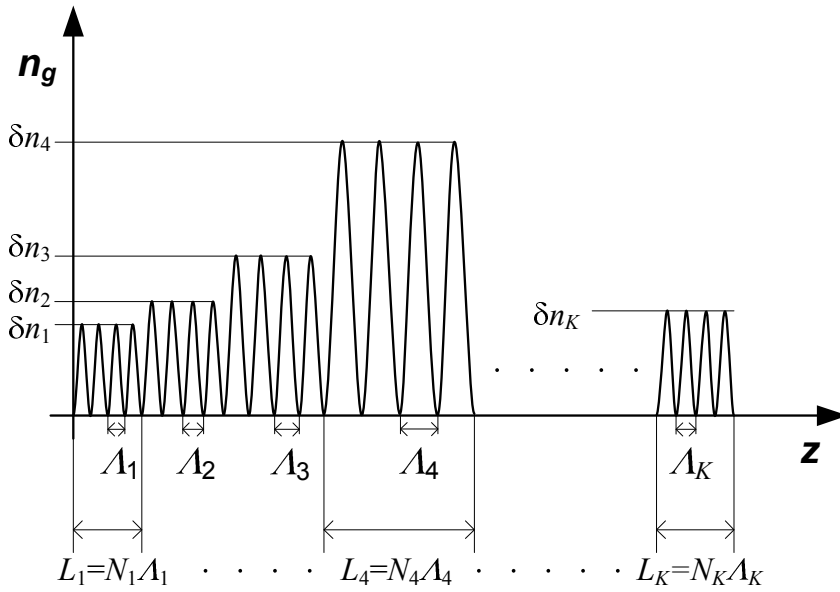
Obecně může při sestavování mřížkového elementu dojít ke třem případům. V prvním, nejčastějším, případě je perioda výrazně menší než délka elementu $\Lambda \ll L_e$, tedy mřížka v tomto elementu představuje periodický průběh (zpravidla předdefinovaný). Potom je délka elementu rozdělena na N period a postupuje se výše popsaným způsobem. Druhý případ představuje možnost, že průběh je v rámci mřížkového elementu neperiodický. Takový úsek je ošetřen již na úrovni skládání jednotlivých dielektrických vrstev, jak je popsáno v kapitole 3.3. V tomto případě se pouze převezme příslušná přenosová matice T_p , která je v tomto případě shodná s přenosovou maticí elementu, T_e . Pro takovéto úseky mřížky není možné využít žádné optimalizace, počet početních operací je potom roven počtu dielektrických vrstev M . Pro delší nebo hustě vzorkované neperiodické úseky může být počet vrstev M velice vysoký a výpočet takového úseku může v extrémním případě trvat až několik hodin. Třetí případ představuje situace, kdy se nemodeluje jednotlivá mřížka, ale mřížkové pole. V tomto případě nemusí nutně jednotlivé mřížky na sebe navazovat a vzniká tak mezi mřížkami oblast tvořená pouze vláknem. Tato oblast představuje z hlediska MTFS jednu vrstvu délky L tvořenou pouze volným prostředím bez rozhraní se skokovým indexem lomu. Takový element je popsán přenosovou maticí podle rovnice (3.35). Vzhledem k tomu, že celý element je tvořen pouze jednou dielektrickou vrstvou, není zapotřebí aplikovat optimalizační algoritmy. Přehled možných typů mřížkových elementů je vyobrazen na Obr. 3.19.



Obr. 3.19: Možné typy průběhů v rámci mřížkového elementu, a) periodický průběh, b) neperiodický průběh, c) volné prostředí

3.5 Sestavení mřížky nebo mřížkového pole

Mřížkový element představuje část mřížky, kde jsou v případě periodického průběhu konstantní parametry δn a Λ . Protože obecně může mít mřížka libovolný profil apodizace a chirpu, tedy $\delta n = \delta n(z)$ a $\Lambda = \Lambda(z)$, je zapotřebí zahrnout i tyto vlivy. Aby bylo možné modelovat takovou strukturu, je nutné rozdělit mřížku nejprve na několik úseků a přidělit těmto úsekům parametry δn a Λ podle odpovídajících hodnot profilů apodizace a chirpu v daném místě. V rámci těchto úseků jsou potom parametry δn a Λ považovány za konstantní a takovéto úseky odpovídají definici pro mřížkové elementy. Postup pro rozdělení mřížky na mřížkové elementy je znázorněn na Obr. 3.20.



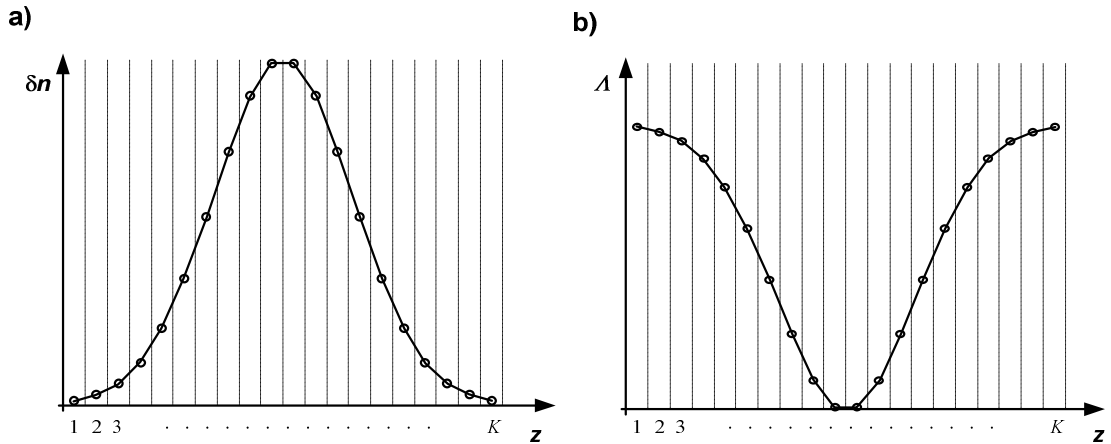
Obr. 3.20: Rozdělení vláknové mřížky na sérii mřížkových elementů

Mřížka délky L je rozdělena na K úseků o délkách L_e , kde K představuje počet mřížkových elementů. Kvůli návaznosti jednotlivých úseků mřížek, jak je popsáno na Obr. 3.16, je zapotřebí, aby každý i -tý mřížkový element ($i = 1, 2, \dots, K$) měl délku $L_i = N_i \Lambda_i$, tedy délka elementu musí odpovídat celistvému násobku periody mřížky v příslušné oblasti. Při výpočtu tak obvykle musí dojít k zaokrouhlení délek jednotlivých délek elementů L_i . Skutečná délka L_e se potom může lišit od vypočítané délky L_i maximálně o vzdálenost jedné periody. Toto si lze ukázat na jednoduchém příkladu. Uvažovaná apodizovaná-chirpovaná mřížka délky $L = 7$ mm bude při modelování rozdělena na $K = 10$ elementů. Délka mřížkového elementu je potom $L_e = 7 \text{ mm}/10 = 700 \text{ } \mu\text{m}$. Pokud by ale z profilu chirpu odpovídala délka periody prvního elementu $\Lambda_1 = 0,53 \text{ } \mu\text{m}$, počet period na element by vycházel $N = 700/0,53 = 1320,75$. Po zaokrouhlení na celé číslo $N = 1321$. Délka takto zaokrouhleného elementu je $L_1 = 1321 \times 0,53 \text{ mm} = 700,13 \text{ } \mu\text{m}$, tedy $L_1 \neq L_e$. Pokud se tímto způsobem zaokrouhlí délka každého mřížkového elementu L_i , může se celková délka mřížky mírně změnit. Protože zpravidla $\Lambda_i \ll L_i$, je tato změna délky velice malá a v celkovém výsledku se prakticky neprojeví. V modelu je pro úplnost vždy vypočtena skutečná délka modelované mřížky a tato hodnota společně s procentuální odchylkou od zadané délky mřížky může být uvedena ve výpisu výsledků.

Podobně jako v případě tvaru průběhu jednotlivých period, model nabízí několik předdefinovaných průběhů apodizace a chirpu. Jak bylo zmíněno v kapitole 2.1, nejčastěji se používají apodizační profily vycházející z Gaussovy funkce, funkce \cos^n a funkce sinc^n . Právě tyto profily byly do modelu implementovány jako předdefinované a jsou znázorněny na Obr. 3.22, 3.23 a 3.24. Standardní apodizace znamená pouze závislost $\delta n = \delta n(z)$ a přitom $\Lambda = \text{konstantní}$ v oblasti celé mřížky. Tento způsob apodizace ale vede k tomu, že v průběhu mřížky se mění střední hodnota n_{eff} v důsledku změny δn . Podle rovnice (2.1) potom dochází v jednotlivých elementech k rozladění rezonanční vlnové délky λ_{Bragg} v důsledku změny střední hodnoty n_{eff} . Pokud by tedy měla platit podmínka, že λ_{Bragg} je stejná ve všech elementech mřížky, bylo by nutné kompenzovat změnu střední hodnoty efektivního vidového indexu, $n_{\text{avg}} = n_{\text{eff}} (n_c + \delta n/2)$. Způsob apodizace, kde λ_{Bragg} je konstantní v oblasti celé mřížky se nazývá čistá apodizace. Jedna z možností čisté apodizace je založena na podmínce, že pro $i = 1, 2, 3, \dots, K$ platí:

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{avg},i} \Lambda_i. \quad (3.41)$$

Z rovnice (3.41) je potom zřejmé, že v každém mřížkovém elementu lze nalézt příslušnou hodnotu Λ_i pro dané hodnoty λ_{Bragg} a $n_{\text{avg},i}$. Pro každý profil apodizace existuje tedy příslušný profil chirpu k dosažení čisté apodizace. Struktura mřížky se tak stává komplexnější a apodizovaná mřížka tak přechází v apodizovanou-chirpovanou [86]. Bližší rozdíly mezi odezvou apodizovaných a čistě apodizovaných mřížek budou probírány v kapitole 4.



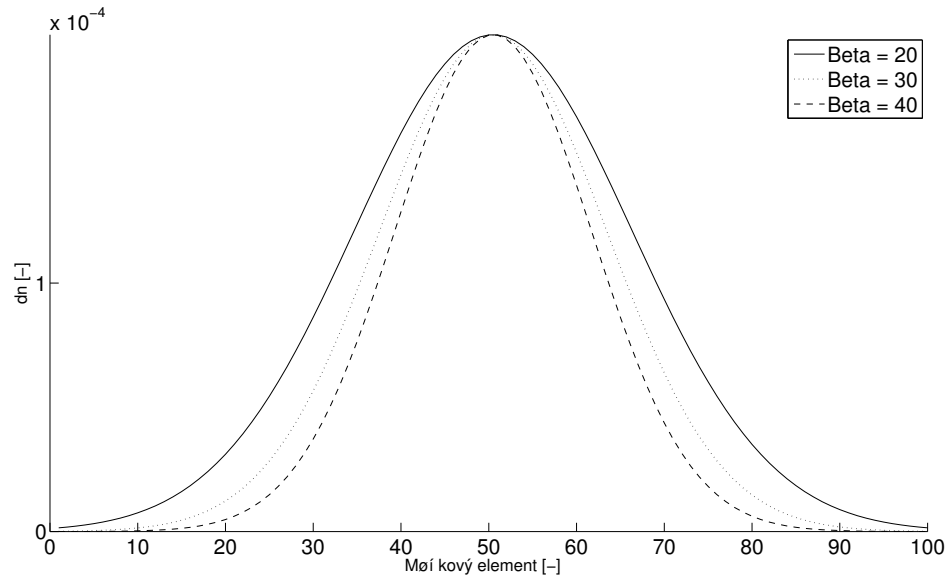
Obr. 3.21: Odebírání hodnot δn_i a Λ_i ze a) zadaného Gaussovského průběhu apodizace a b) příslušného vypočteného chirpového profilu

Způsob odebírání vzorků hodnot δn_i a Λ_i z profilů apodizace a chirpu je poměrně důležitý, protože ovlivňuje následné vlastnosti celého mřížkového elementu. V tomto případě by tedy nebylo příliš vhodné, kdyby byly hodnoty δn_i a Λ_i přiřazovány na základě vzorků na začátku nebo konci elementu, ale je výhodnější vzorky odebrat v oblasti odpovídající polovině intervalu elementu, jak je znázorněno na Obr. 3.21.

Vzorky pro Gaussovský apodizační profil pro $i = 1, 2, \dots, K$ jsou odebírány na základě rovnice:

$$\delta n_i = \delta n_{\max} \exp \left[-\beta \left(\frac{2i-1-K}{2K} \right)^2 \right], \quad (3.42)$$

kde koeficient β udává šířku Gaussovy křivky. Přitom platí, že střední kvadratická odchylka Gaussovy křivky $\sigma^2 = \frac{K^2}{2\beta}$. Doporučená hodnota koeficientu β je v modelu nastavena na $\beta = 20$. Koeficient β byl oproti střední kvadratické odchylce zaveden z důvodu, aby se při zvyšování počtu elementů mřížky K neměnil tvar apodizačního profilu (tzn. tvar apodizačního profilu je nezávislý na hustotě vzorkování). Tvar profilu apodizace podle rovnice (3.42) pro různé koeficienty β je znázorněn na Obr. 3.22.

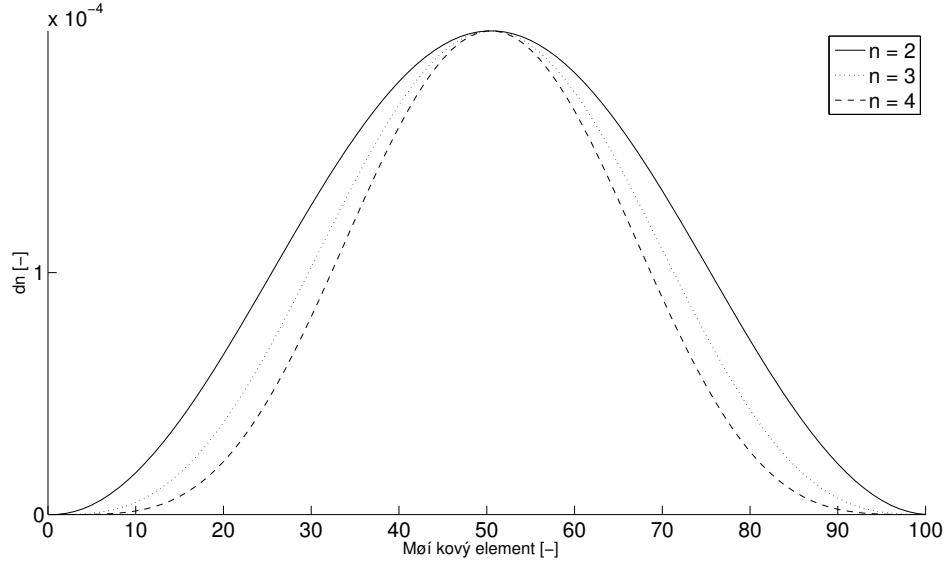


Obr. 3.22: Gaussovský profil apodizace pro $\beta = 20$ (plná čára), $\beta = 30$ (tečkovaně) a $\beta = 40$ (čárkovaně), $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$

V případě odebírání vzorků pro funkci \cos^n platí pro $i = 1, 2, \dots, K$ rovnice:

$$\delta n_i = \delta n_{\max} \cos^n \left[\pi \left(\frac{2i-1-K}{2K} \right) \right], \quad (3.43)$$

kde n určuje mocninu funkce cosinus. Přitom platí, že čím vyšší je n , tím „štíhlejší“ je křivka apodizačního profilu, jak je naznačeno na Obr. 3.23. Nejčastěji se používá apodizační profil \cos^2 , tedy $n = 2$.



Obr. 3.23: Profil apodizace \cos^n pro $n = 2$ (plná čára), $n = 3$ (tečkovaně) a $n = 4$ (čárkovaně), $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$

Posledním předdefinovaným profilem apodizace je průběh $[\sin(x)/x]^n$ známý také jako sinc^n . Protože funkční hodnoty mohou pro lichá n nabývat i záporných hodnot, je zapotřebí jako profil apodizace zvolit absolutní hodnotu funkce sinc . Odebírání vzorků pro $i = 1, 2, \dots, K$ probíhá na základě rovnice:

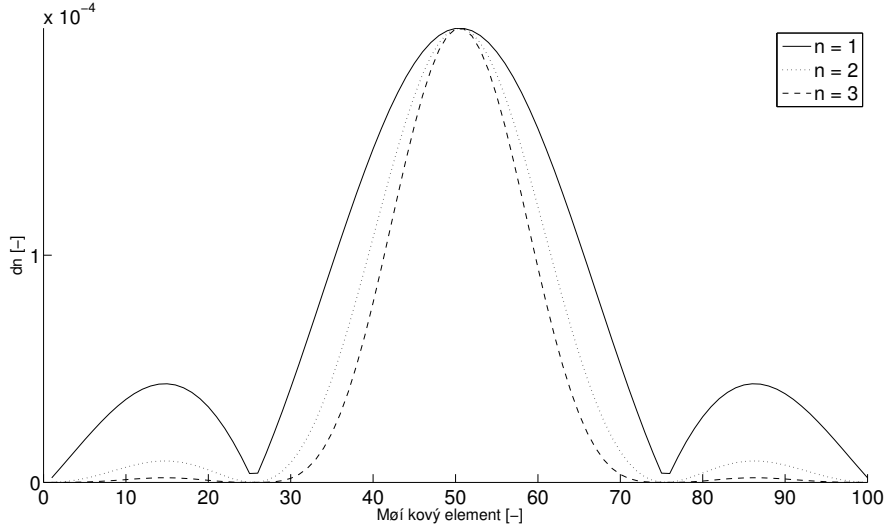
$$\delta n_i = \delta n_{\max} \left| \frac{\sin \left[2\pi p \left(\frac{2i-1-K}{2K} \right) \right]}{2\pi p \left(\frac{2i-1-K}{2K} \right)} \right|^n, \quad (3.44)$$

kde $p = 1, 2, 3, \dots$ určuje počet symetrických postranních laloků ($p = 1$ představuje pouze hlavní lalok, $p = 2$ hlavní lalok a jeden postranní lalok na každé straně, atd.). Mocnina n určuje strmost apodizačního profilu. Oproti předchozím dvěma profilům je však nutné ošetřit definiční obor této funkce, protože v případě kdy $i = \frac{K+1}{2}$ dochází

ke vzniku neurčitého stavu $\frac{0}{0}$. V tomto bodě se funkce popsaná rovnicí (3.44) limitně blíží k hodnotě δn_{\max} , proto je nutné doplnit rovnici (3.44) o podmínku:

$$\delta n_i = \delta n_{\max}, \text{ pro } i = \frac{K+1}{2}. \quad (3.45)$$

Apodizační profil podle rovnic (3.44) a (3.45) je znázorněn pro $p = 2$ a různé hodnoty n na Obr. 3.24.

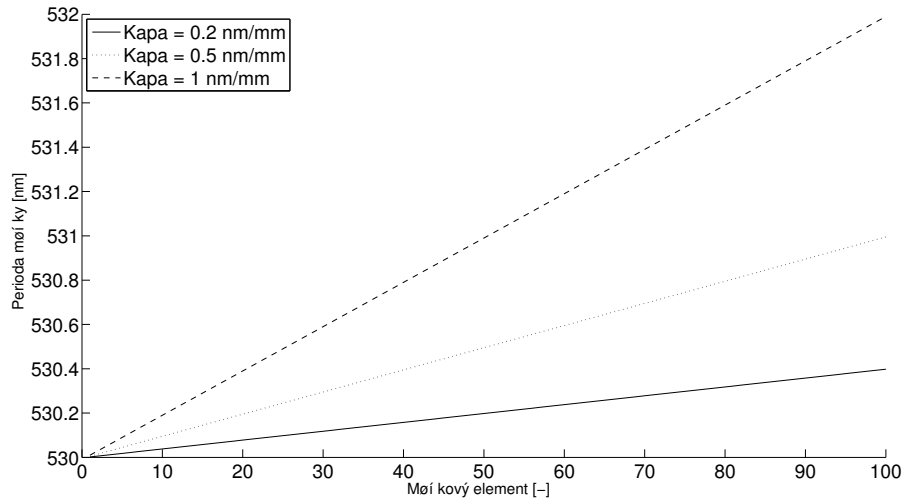


Obr. 3.24: Profil apodizace sinc^n pro $n = 1$ (plná čára), $n = 2$ (tečkovaně) a $n = 3$ (čárkovaně), $p = 2$, $K = 100$, $\delta n_{\max} = 2 \times 10^{-4}$

Další libovolné apodizační profily je možné vypočítat předem a do modelu je vložit formou vektoru délky K s příslušnými hodnotami δn_i . V případě čisté apodizace způsobem zmíněným výše je nutné dopočítat příslušný profil chirpu pro všechny mřížkové elementy $i = 1, 2, \dots, K$ podle rovnice:

$$\Lambda_i = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{2n_{\text{avg } i}}. \quad (3.46)$$

Kromě tří předdefinovaných profilů apodizace model obsahuje také jeden předdefinovaný profil chirpu, a to konkrétně lineární chirp. Lineární chirpování je v praxi nejvíce používaným druhem chirpování vláknových mřížek, protože lze s jejich pomocí kompenzovat chromatickou disperzi vznikající ve vláknech, jak je popsáno v kapitole 2.1 (další podrobnější analýzy lineárně chirpovaných mřížek budou popsány v kapitole 4).



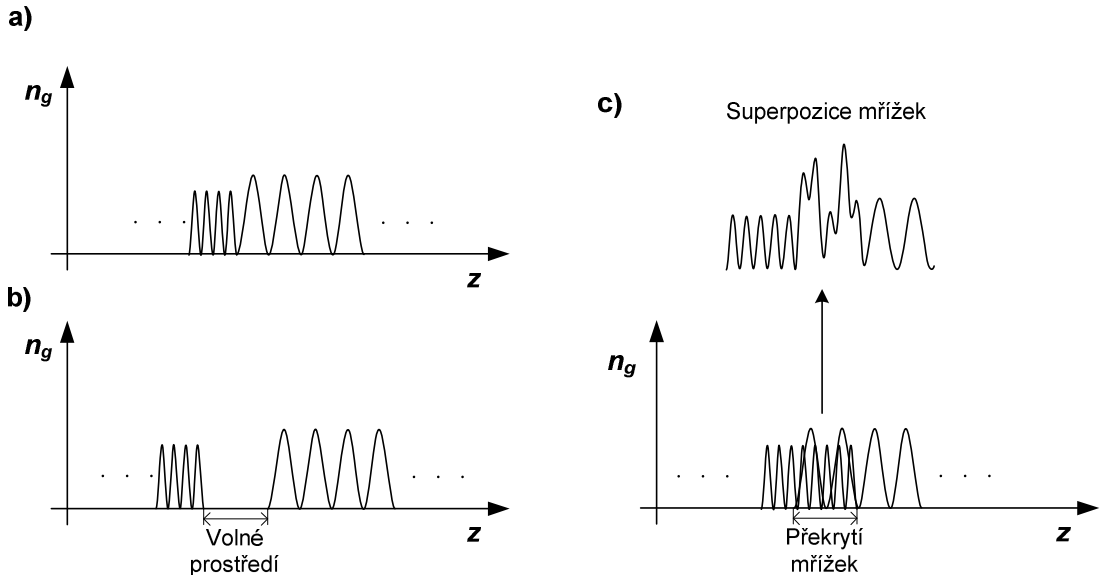
Obr. 3.25: Profil chirpu lineárně chirpované mřížky délky $L = 2$ mm pro $\kappa = 0,2$ nm/mm (plná čára), $\kappa = 0,5$ nm/mm (tečkovaně) a $\kappa = 1$ nm/mm (čárkovaně), $\lambda_0 = 530$ nm, $K = 100$

Profil lineárního chirpu je popsán pomocí dvou parametrů, a to základní periody mřížky Λ_0 , která vyjadřuje periodu na začátku mřížky a koeficientu lineárního chirpu κ . Koeficient κ určuje velikost změny periody v závislosti na změně polohy z v mřížce, je vyjádřen poměrem $\Delta\Lambda/\Delta z$ a je udáván v nm/mm. Hodnoty chirpového profilu jsou potom pro $i = 1, 2, \dots, K$ dány rovnicí:

$$\Lambda_i = \Lambda_0 + \kappa L \frac{2i-1}{2K} 10^{-6}. \quad (3.47)$$

Profil chirpu lineárně chirpované mřížky délky $L = 2$ mm je pro různé koeficienty κ znázorněn na Obr. 3.25. Do modelu je možné zadat libovolný profil chirpu pomocí vektoru hodnot délky K s příslušnými předem vypočítanými hodnotami Λ_i , podobně jak je tomu u apodizačních profilů. Současné zadání vlastního profilu apodizace a vlastního profilu chirpu se nevylučuje. Tímto způsobem je možné modelovat libovolnou apodizovanou-chirpovanou mřížku.

V předchozích odstavcích byly popsány vlastnosti modelu související s modelováním jednotlivých mřížek s libovolnými parametry. Do modelu však byl zahrnut další důležitý prvek, a to možnost vytváření struktur s větším počtem mřížek. Tímto se otevírají další možnosti využití modelu, protože je v takovém případě možné modelovat vlastnosti velice složitých vláknových difrakčních struktur. Takovéto struktury představující násobné mřížky a mřížková pole mohou být využity např. při návrhu rezonátorů pro vláknové lasery nebo propustných filtrů s velice úzkou šířkou pásma. Vzhledem ke složitosti modelu a zvyšujícímu se počtu parametrů bylo pro případ, že struktura obsahuje více než jednu mřížku, zavedeno jedno omezení. Toto omezení je na úrovni určování tvaru jednotlivých period a spočívá v tom, že mřížky mohou mít pouze jeden z dvou předdefinovaných průběhů (sinusový nebo obdélníkový) a všechny mřížky musí mít právě tento průběh.



Obr. 3.26: Možnosti navazování vláknových mřížek a) průběžné navázání, b) navázání se vzájemnou mezerou, c) navázání se vzájemným překrytím

Počet mřížek v mřížkovém poli je označen písmenem J , jejich pořadí potom $j = 1, 2, \dots, J$. Při spojování mřížek do mřížkových polí vzniká obecně v místě přechodu

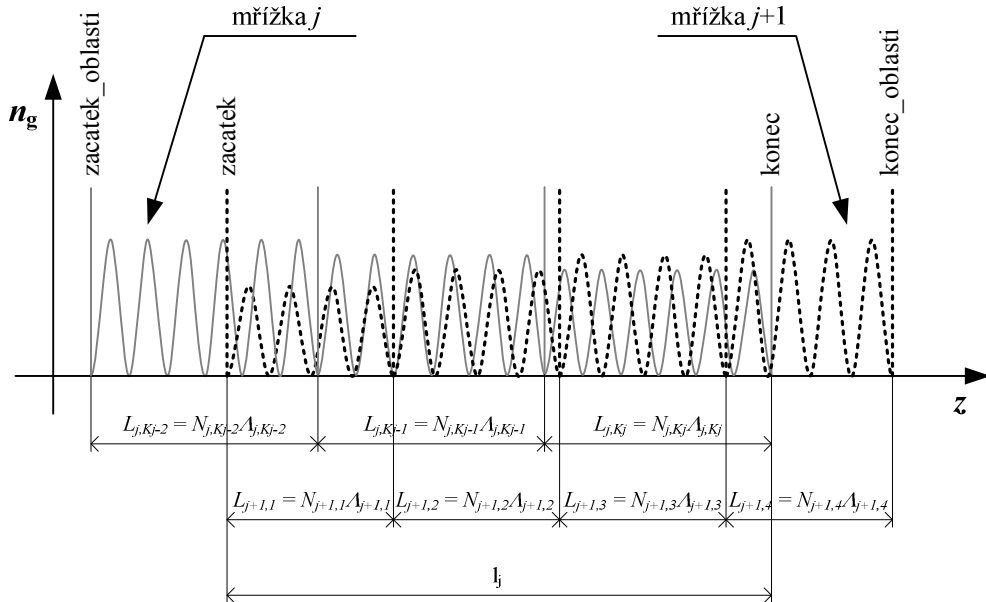
oblast délky $l_{j,j+1} = l_j$ popisující, jakým způsobem jsou sousední mřížky vázány. Délka oblasti l_j potom představuje tři rozdílné způsoby vazeb mezi mřížkami. První, nejjednodušší, vazbou je případ, kdy $l_j = 0$. Tato vazba je znázorněna na Obr. 3.26 a). V tomto případě na sebe sousední mřížky bezprostředně navazují a celkový přenos je pak popsán, podobně jako při spojování kratších úseků mřížky, součinem přenosových matic jednotlivých mřížek. Pro dvojici sousedních mřížek s pořadím j a $j+1$ je potom přenosová matice popsána rovnicí:

$$\mathbf{T}_{j,j+1} = \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{T}_{j+1}. \quad (3.48)$$

Druhou vazbu, naznačenou na Obr. 3.26 b), představuje případ $l_j > 0$. I tato vazba je poměrně jednoduchá, při násobení přenosových matic sousedních mřížek se pouze mezi přenosové matice sousedních mřížek vloží matice \mathbf{T}_{FSj} popisující přenos volného prostředí délky l_j . Matice \mathbf{T}_{FSj} se vypočítá podle vzorce (3.35). Přenosová matice popisující přenos dvojice mřížek s posunem $l_j > 0$ je popsána rovnicí:

$$\mathbf{T}_{j,j+1} = \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{T}_{FSj} \cdot \mathbf{T}_{j+1}. \quad (3.49)$$

Třetí vazba, kdy $l_j < 0$ představuje překrytí sousedních mřížek, jak je naznačeno na Obr. 3.26 c). Modelování tohoto případu je poměrně složité, protože v oblasti, kde se mřížky přerývají, dochází k superpozici průběhů obou mřížek. Při modelování této oblasti je zapotřebí brát v úvahu několik faktorů. Nejprve je potřeba určit, přes kolik mřížkových elementů v každé z mřížek nastává překrytí. V těchto elementech bude definována oblast překrytí. Oblast překrytí a její parametry jsou znázorněny na Obr. 3.27.



Obr. 3.27: Definice oblasti překrytí vláknových mřížek

Postup při výpočtu oblasti překrytí začíná přesným určením začátku této oblasti. V případě podle Obr. 3.27 by překrytí zasahovalo do 3 posledních elementů mřížky j a prvních 4 elementů mřížky $j+1$. Je tedy nutné určit přesné místo v elementu " j, K_j-2 " kde překrytí začíná a přesné místo v elementu " $j+1, 4$ " kde překrytí končí. Pokud bude jako počátek oblasti překrytí $z_p(\text{zacatek_oblasti}) = 0$ definováno místo, kde začíná první

element dotčený překrytím (v tomto případě začátek elementu „j, K_j-2 “), bude samotné překrytí začínat v místě daném rovnicí:

$$z_p(\text{zacatek}) = \left(\sum_{i=K_j-X_j}^{K_j} L_{j,i} \right) - l_j, \quad (3.50)$$

kde $L_{j,i}$ je délka i -tého elementu j -té mřížky, X_j je počet elementů, do kterých zasahuje oblast překrytí v j -té mřížce a K_j je počet elementů j -té mřížky. Pro stejné parametry potom samotné překrytí končí v místě:

$$z_p(\text{konec}) = \left(\sum_{i=K_j-X_j}^{K_j} L_{j,i} \right), \quad (3.51)$$

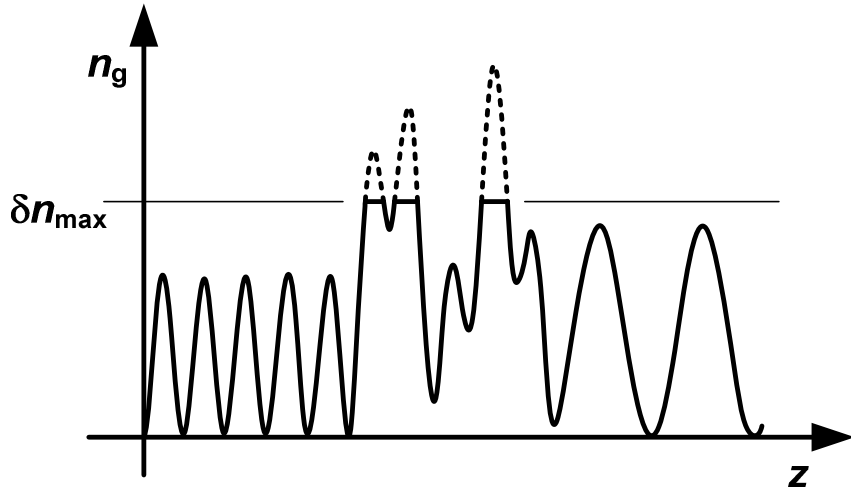
Celá oblast překrytí bude končit až v místě, kde končí poslední element $j+1$ mřížky dotčený překrytím, jak je naznačeno na Obr 3.27. Tento konec jde oproti začátku oblasti překrytí vyjádřit rovnicí:

$$z_p(\text{konec_oblasti}) = \left(\sum_{i=K_j-X_j}^{K_j} L_{j,i} \right) - l_j + \left(\sum_{i=1}^{X_{j+1}} L_{j+1,i} \right), \quad (3.52)$$

V intervalu $z_p = \langle \text{zacatek_oblasti}, \text{zacatek} \rangle$ výsledný průběh odpovídá průběhu j -té mřížky $n_{g,j}$, v intervalu $z_p = \langle \text{zacatek}, \text{konec} \rangle$ je výsledný průběh dán součtem průběhů j -té a $j+1$ mřížky $n_{g,j} + n_{g,j+1}$, v intervalu $z_p = \langle \text{konec}, \text{konec_oblasti} \rangle$ odpovídá výsledný průběh průběhu $j+1$ mřížky, $n_{g,j+1}$. V celém počítaném intervalu $z_p = \langle \text{zacatek_oblasti}, \text{konec_oblasti} \rangle$ jsou potom odebírány vzorky z výsledného průběhu, s danou vzorkovací periodou l_{vz} . Přitom podobně jako u navazování jednotlivých úseků platí podmínky z Obr. 3.16 (n_g v začátku a konci oblasti překrytí musí odpovídat indexu lomu jádra vlákna). Takto navzorkované hodnoty pozice $z_0 \dots z_m$ a $n_0 \dots n_m$ (m je počet vzorků odebraný v oblasti překrytí) jsou v modelu předány jako parametry „uživatelé definované periody“ a je vypočítána přenosová matice této oblasti postupem popsáným v kapitole 3.2. Přenosová matice výsledné struktury takto složených dvou mřížek je dána součinem přenosových matic j -té a $j+1$ mřížky zkrácené o elementy spadající do oblasti překrytí, $\mathbf{T}_{j,\text{zkracena}}$ a $\mathbf{T}_{j+1,\text{zkracena}}$, a matice oblasti překrytí \mathbf{T}_{Opj} podle rovnice:

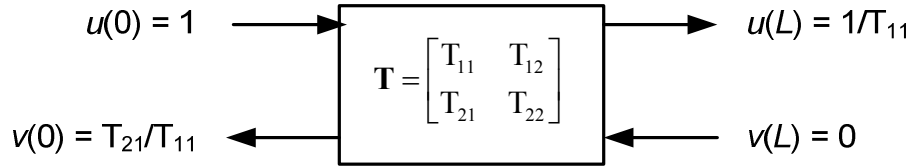
$$\mathbf{T}_{j,j+1} = \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{T}_{\text{Opj}} \cdot \mathbf{T}_{j+1}. \quad (3.53)$$

Kromě zmíněných míst jako jsou $z_p = \text{zacatek}$ a $z_p = \text{konec}$ je v oblasti překrytí ještě několik důležitých bodů, kde dochází ke změnám vlastností průběhu. Tato místa nastávají se začátkem každého nového elementu j -té a $j+1$ mřížky (na Obr. 3.27 naznačeny jako plné a přerušované svislé čáry). V těchto místech se v případě spojování apodizovaných a chirpovaných mřížek mění parametry δn a A , proto jsou při výpočtu průběhu celé oblasti překrytí tato místa ošetřena.



Obr. 3.28: Omezení průběhu na maximální hodnotu změny indexu lomu δn_{\max}

Dalším omezujícím faktorem při výpočtu oblasti překrytí je materiálová vlastnost použitého vlákna, a to konkrétně maximální dosažitelná změna indexu lomu jádra vlákna po osvitu, δn_{\max} . Jak je popsáno v kapitole 2.2, při osvitu fotocitlivého vlákna UV zářením dochází k postupnému zvyšování δn až na úroveň saturace, kdy $\delta n = \delta n_{\max}$. Při zadávání parametrů δn_j pro jednotlivé mřížky samozřejmě platí, že $\delta n_j < \delta n_{\max}$. V oblasti překrytí ale může v důsledku sčítání průběhů jednotlivých mřížek dojít k překročení hodnoty δn_{\max} , což v praxi představuje „oříznutí“ průběhu. Stejně tak i v tomto modelu jsou hodnoty průběhu přesahující δn_{\max} sníženy právě na hodnotu δn_{\max} , jak je naznačeno na Obr. 3.28. Protože tím dochází ke změně tvaru výsledného průběhu, je v tomto případě uživatel varován výstrahou o provedení tohoto úkonu.



Obr. 3.29: Určení propuštěného a odraženého pole mřížkovou strukturou

Posledním krokem při modelování mřížek a mřížkových polí složených z jednotlivých mřížkových elementů je určení celkového přenosu struktury. Při předpokladu, že pole vstupující do mřížky je jednotkové, $u(0) = 1$ a pole vstupující do mřížkové struktury na jejím konci je nulové, $v(L) = 0$, protože za koncem mřížky již neexistují žádné strukturální poruchy. Pak lze určit hodnoty odraženého a propuštěného pole $v(0)$ a $u(L)$, jak je naznačeno na Obr. 3.29, z koeficientů výsledné přenosové matice \mathbf{T} popisující přenos celé struktury. Závislost popisující situaci na Obr. 3.29 je vyjádřena rovnicí

$$\begin{bmatrix} 1 \\ v(0) \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} u(L) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(L) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.54)$$

Koeficienty propustnosti τ a odrazivosti ρ jsou dány rovnicemi:

$$\tau = \frac{u(L)}{u(0)} = \frac{1}{T_{11}}, \quad (3.55)$$

$$\rho = \frac{v(0)}{u(0)} = \frac{T_{21}}{T_{11}}. \quad (3.56)$$

Odrazivost a propustnost mřížkové struktury vyjádřená v dB je dána:

$$A_R = 10 \log |\rho|^2, \quad (3.57)$$

$$A_T = 10 \log |\tau|^2. \quad (3.58)$$

Skupinové zpoždění t_g odraženého signálu je definováno jako derivace fáze koeficientu odrazivosti podle úhlové frekvence:

$$t_g = -\frac{d}{d\omega} \arg(\rho). \quad (3.59)$$

kde $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, c je rychlost šíření světla ve vakuu a λ je vlnová délka záření vstupujícího do vlákna.

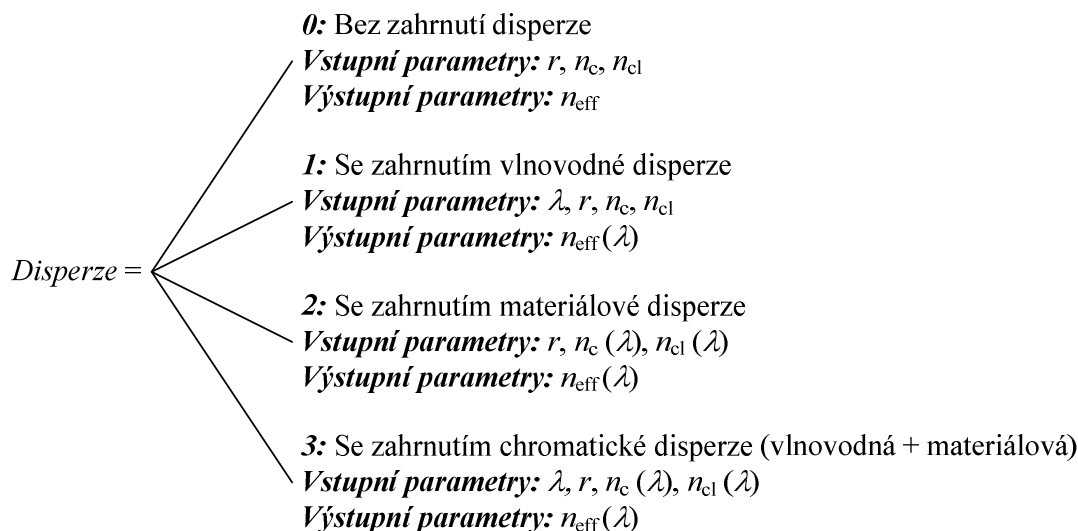
3.6 Vstupní a výstupní parametry modelu

Protože kompletní model mřížky nebo mřížkového pole je poměrně složitý a obsahuje velké množství možných parametrů, je tato kapitola věnována shrnutí všech možných parametrů ve všech fázích výpočtu. Rozpis parametrů je rozčleněn podle jednotlivých částí modelu, podle Obr. 3.1. Přitom všechny vstupní parametry jsou v rámci modelu globální, tzn. stejné parametry mohou být použity v různých částech modelu (např. hodnoty vlnové délky λ jsou použity téměř ve všech částech modelu). Zároveň je také shrnuto, co je výstupními parametry jednotlivých částí modelu. Použité symboly odpovídají symbolům zavedeným v kapitolách 3.1-3.5.

Modul pro výpočet efektivního vidového indexu

Na této úrovni je možné zvolit, zda bude do výpočtu zahrnut vliv disperze, popřípadě jaký typ disperze. Vstupní a výstupní parametry jsou pak rozdílné pro zvolený parametr *Disperze*. Parametr *Disperze* je globálním parametrem a jeho hodnota nepřímo ovlivňuje všechny další části modelu. Vstupními parametry jsou rozměry a materiálové vlastnosti vlákna, podle hodnoty parametru *Disperze* jsou materiálové vlastnosti závislé nebo nezávislé na vlnové délce.

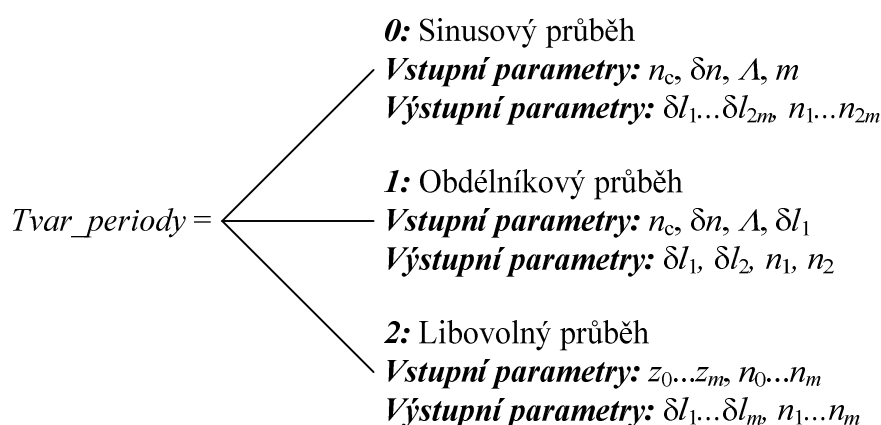
Výstupem je hodnota efektivního vidového indexu lomu pro zadané parametry. Podle hodnoty *Disperze* je potom n_{eff} závislý nebo nezávislý na vlnové délce použitého světla.



Modul pro definici elementární mřížkové struktury

Při definování elementární mřížkové struktury je rozhodující, jaký tvar periody bude mřížka mít. Parametr *Tvar_periody* může nabývat tří hodnot, na základě kterých jsou pak určeny rozdílné vstupní a výstupní parametry. V případě předdefinovaných průběhů jsou společnými vstupními parametry délka mřížkové periody a změna indexu lomu způsobená osvitom vlákna. V případě libovolného průběhu jsou vstupní parametry definovány přímo vzorky prostorové souřadnice z a odpovídajících indexů lomu, které představují průběh mřížky v jádru vlákna.

Výstupní parametry tohoto modulu jsou vektory hodnot popisující sendvičovou strukturu složenou z dielektrických vrstev. První vektor hodnot definuje tloušťku jednotlivých dielektrických vrstev, druhý vektor obsahuje hodnoty indexu lomu příslušných vrstev. V této fázi odpovídají hodnoty druhého vektoru indexu lomu mřížkové struktury v jádře vlákna, pro určení přenosových vlastností mřížky je nezbytné tyto hodnoty převést na odpovídající hodnoty efektivního vidového indexu.

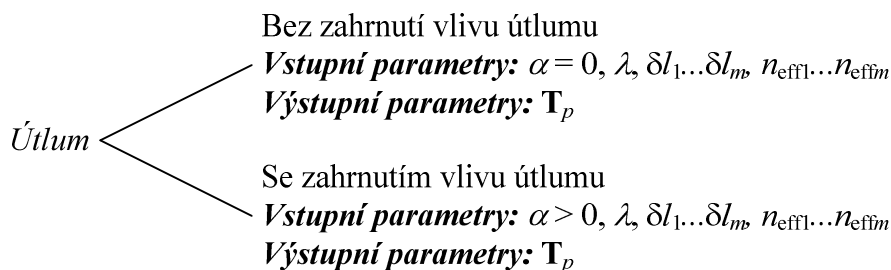


Modul pro složení mřížkové periody

Poté, co je definována sendvičová struktura pomocí předchozího modulu, jsou v závislosti na parametru *Disperze* vypočteny pomocí modulu pro výpočet efektivního vidového indexu odpovídající hodnoty efektivního vidového indexu. Následně je podle

potřeby do modelu zahrnut nebo nezahrnut vliv útlumu signálu ve vlákne. O zahrnutí nebo nezahrnutí útlumu rozhoduje hodnota parametru $Utlum$.

Výstupem modulu je komplexní matice rozměru 2×2 vyjadřující přenos jedné mřížkové periody.



Modul pro složení mřížkového elementu

Na této úrovni neexistuje žádný rozhodovací parametr, hlavním úkolem tohoto modulu je rozdělení mřížky na elementy, určení počtu period v elementu a na základě přenosové matice jedné periody vypočítat přenosovou matici mřížkového elementu. Důležitou součástí tohoto modulu je optimalizační algoritmus, který na základě geometrické řady výrazně zkracuje čas výpočtu.

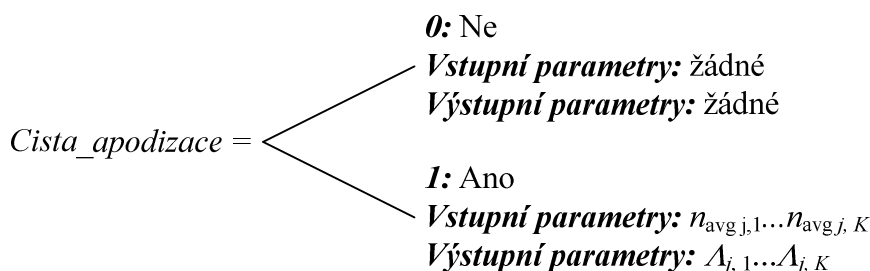
Vstupní parametry: N, T_p

Výstupní parametry: T_e

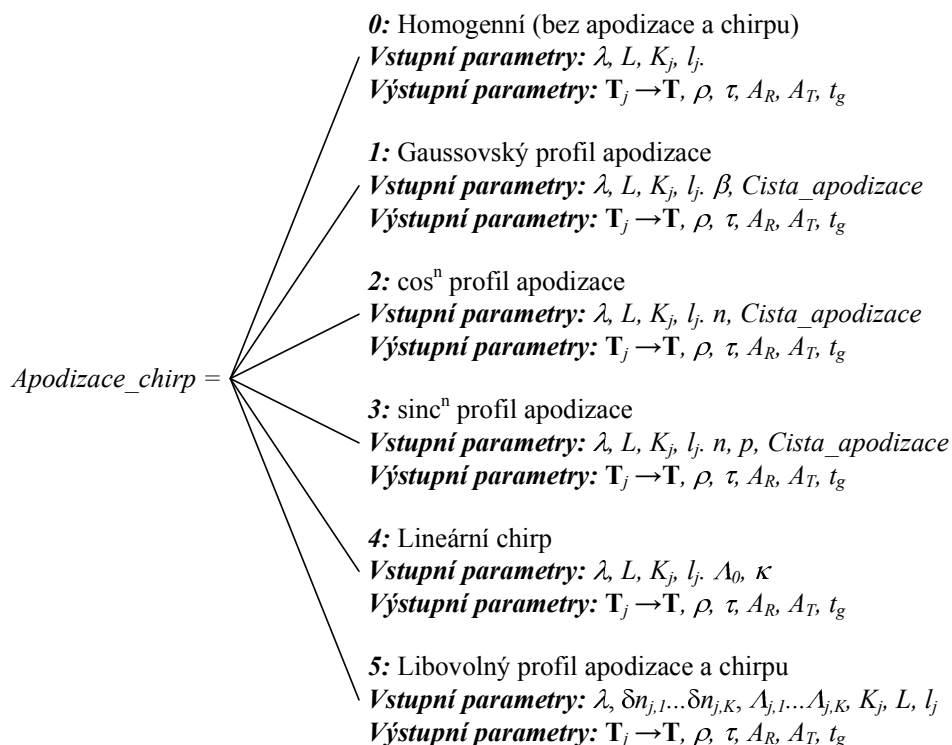
Modul pro složení mřížky nebo mřížkového pole

Poslední částí modelu je modul pro sestavení mřížky nebo mřížkového pole. Na základě parametru $Apodizace_chirp$ se určí, zda a jaký bude průběh apodizačního a chirpového profilu jednotlivých mřížek v mřížkovém poli. Pro jednotlivé průběhy jsou jiné vstupní parametry. Důležitý je také parametr $Cista_apodizace$, který určuje, zda bude při výpočtu uvažována konstantní perioda mřížky A nebo zda bude pro každou sekci j -té mřížky vypočtena kompenzovaná perioda $A_{j,i}$.

Konečné výstupy jsou závislosti odrazivosti A_R , propustnosti A_T a skupinového zpoždění t_g v závislosti na vlnové délce λ .



Pro j -tou mřížku. Pokud $J > 1$ je přípustná hodnota parametru $Tvar_periody$ 0 nebo 1 (pro všechna j stejná): ($j = 1 \dots J$)



3.7 Program vytvořený na základě modelu

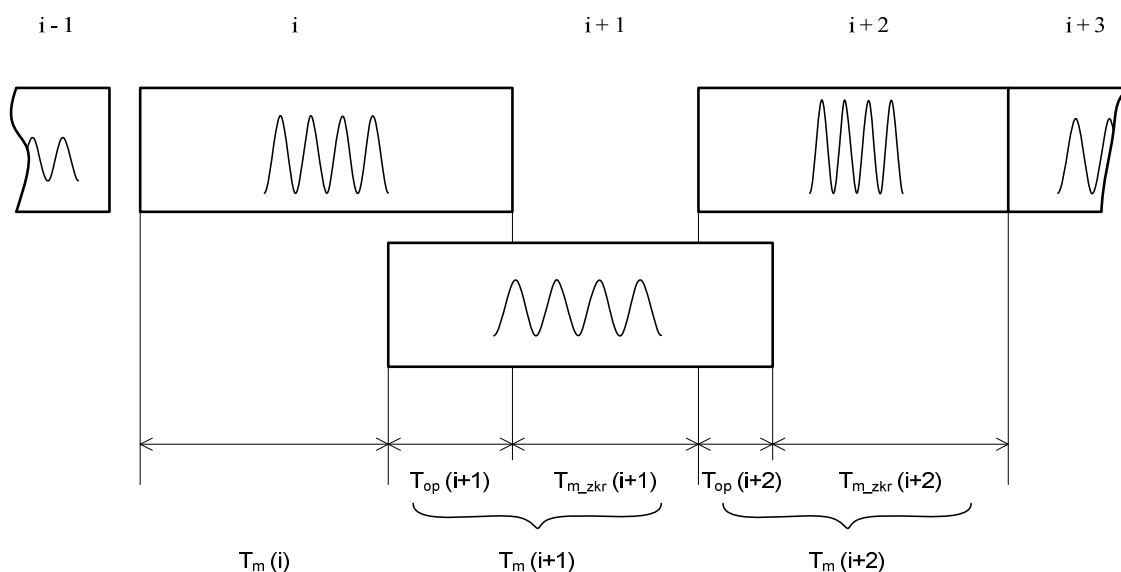
Na základě popsaného matematického modelu byl vytvořen program pro výpočet mřížek a mřížkových polí. Možnosti modelu a postupy výpočtu jsou popsány v kapitolách 3.1 – 3.6. Program byl vytvořen ve vývojovém prostředí Matlab. Vývojové prostředí Matlab bylo zvoleno z důvodu, že má implementované metody pro velké množství matematických funkcí a práce v tomto prostředí je velice přehledná i v případě relativně složitých úkolů. Drobnou nevýhodou se stává fakt, že Matlab je tzv. skriptovací jazyk, a při výpočtech nemusí dosahovat takových rychlostí, jako programy přeložené do strojového kódu. Model je poměrně rozsáhlý a obsahuje velké množství vstupních parametrů. Hlavně z tohoto důvodu byl program rozdělen do několika modulů (skriptů), přibližně jak je popsáno na Obr. 3.1. Další důvod, proč byl program rozdělen do několika podprogramů, je ten, že se některé úseky kódu v určitých částech programu opakují. Jejich vyjádření v samostatných skriptech potom přispívá k celkovému zpřehlednění programu a k redukci opakujících se pasáží.

Vývojové diagramy programu a jeho jednotlivých modulů včetně zdrojových kódů jsou zobrazeny v příloze 2. Vstupní parametry jsou do programu zadávány ve formě textu, a to na začátku hlavního skriptu programu. Parametry jsou zadávány v běžně používaných, přiměřených násobcích a dílech základních jednotek (vlnová délka v nm, délka mřížky v mm, atd.). Po spuštění pak proběhnou nejprve převody vstupních parametrů na základní jednotky SI, ve kterých probíhají všechny následující výpočty. Po převodu na základní jednotky se provede test správnosti formátu vstupních parametrů. Testovány jsou především základní chyby, jako je různost délky vektorů souvisejících

parametrů, nepovolené kombinace vstupních parametrů, atd. Vzhledem k velkému počtu vstupních parametrů a možnosti jejich kombinací tyto testy nemohou odhalit veškeré nesrovnalosti související s chybným zadáním vstupních hodnot. Proto jsou vstupní hodnoty dále testovány v průběhu programu a ošetřeny chybovými hlášeními.

Následující část programu je věnována výpočtu často se opakujících parametrů. Jedná se především o soubor parametrů, který je nezávislý na vlnové délce vstupujícího světla. Tyto parametry jsou potom uloženy v indexovaných buňkách, maticích nebo vektorech hodnot. Předpočítání těchto parametrů je výhodné z jednoho důvodu, a to je zmíněná nezávislost na vlnové délce. Všechny následující výpočty vedoucí k přenosovým maticím jednotlivých period, elementů, mřížek i mřížkových polí jsou totiž závislé na vlnové délce vstupujícího světla. Celý početní postup se tak opakuje pro každou vlnovou délku v zadaném spektrálním rozsahu. Pokud jsou parametry nezávislé na vlnové délce vypočítány předem, dosazují se do následných výpočtů v cyklu, a tím se značně zpřehlední program a zrychlí proces výpočtu. Další z předem vypočítaných parametrů mohou být v případě zanedbání disperze nebo zahrnutí pouze vlnododové disperze koeficienty lineárně-kvadratické rovnice popisující prostor hodnot n_{eff} v závislosti na δn a λ . Často opakující se výpočet n_{eff} se pak nemusí provádět pomocí zdoluhavého vyhledávání příslušné hodnoty v normalizovaném vidovém diagramu a přepočtu b -parametru na efektivní vidový index, ale pouhým dosazením hodnot do rovnice (3.23)

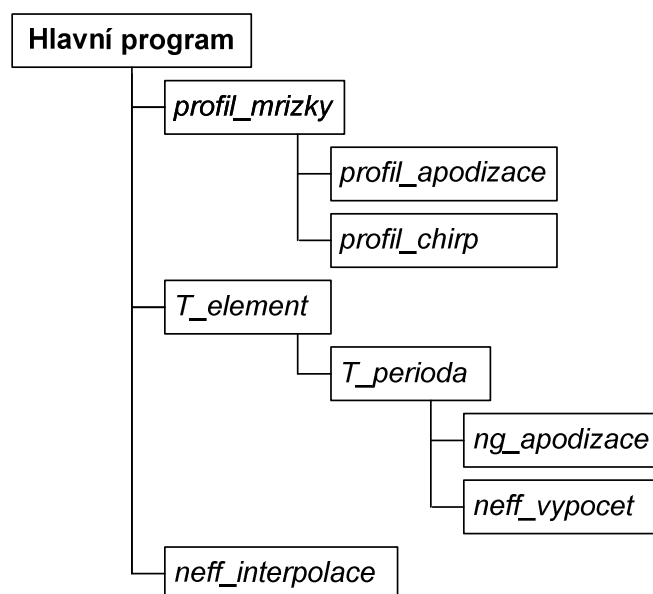
Algoritmus pro výpočet celé mřížkové struktury probíhá v jednom hlavním cyklu přes všechny vlnové délky v zadaném rozsahu a přesnosti. Mřížková struktura je nejprve podrobena základnímu testu na její skladbu. Klíčovým parametrem v této fázi je polarita vzdálenosti mezi jednotlivými mřížkami. Pokud je vzdálenost mezi sousedními mřížkami nulová nebo kladná (tedy nedochází k překrytí sousedních mřížek v poli), může se přejít k výpočtu přenosových matic jednotlivých mřížek. Pokud je však hodnota mezimřížkových vzdáleností záporná, tedy sousední mřížky se navzájem překrývají, je nejprve nutné definovat parametry průběhu mřížky v oblasti překrytí.



Obr. 3.30: Rozdělení struktury překrývajících se mřížek

Obyčejně lze u překrývajících se mřížek definovat tři možnosti, jak je naznačeno na Obr. 3.30. První možnost je ta, že se mřížka zleva nepřekrývá se sousední mřížkou a zprava ano (první mřížka na Obr. 3.30). V tomto případě je mřížka zkrácena o překrývací se úsek a pro takto zprava zkrácenou mřížku je vypočítána přenosová matice. Druhá možnost nastává v případě, že se mřížka se sousední mřížkou překrývá zprava a zleva ne (poslední mřížka na Obr. 3.30). Přenosová matice takové mřížky je dána součinem přenosové matice oblasti překrytí a přenosové matice následujícího zleva zkráceného úseku mřížky. Poslední případ nastává, pokud se mřížka překrývá se sousedními mřížkami z obou stran (prostřední mřížka na Obr. 3.30). V tomto případě je přenosová matice dána, podobně jako v předchozím případě, součinem přenosové matice oblasti překrytí předcházející mřížky a přenosové matice zkrácené mřížky (v tomto případě zkrácené zleva i zprava). Pokud jsou známy přenosové matice všech mřížek a oblastí překrytí, je možné jejich součinem určit přenosovou matici celé mřížkové struktury pro danou vlnovou délku.

Tímto postupem bylo rozebráno, že celá mřížková struktura je složena z přenosových matic jednotlivých mřížek v mřížkovém poli. Dále bude popsán algoritmus nižších úrovní, tedy výpočet přenosových matic jednotlivých mřížek, mřížkových elementů a mřížkových period. Výpočty těchto dílčích přenosových matic a s nimi souvisejících struktur jsou prováděny na základě podprogramů, jejichž hierarchie je naznačena na Obr. 3.31. Jednotlivé podprogramy, jejich algoritmy a vývojové diagramy jsou níže popsány samostatně.



Obr. 3.31: Moduly programu a jejich hierarchie

Modul *neff_interpolace*

Tento modul zjistí koeficienty lineárně-kvadratické závislosti $n_{\text{eff}}(n_c, \lambda)$ popsané rovnicí (3.23). Po zavolání skriptu se nejprve otestuje, zda je hodnota parametru *disperze* 0 nebo 1, tzn. disperze není uvažována nebo je uvažována pouze vlnododová disperze. V opačném případě není možné popsat závislost $n_{\text{eff}}(n_c, \lambda)$ popsat rovnicí (3.23) a následné určování n_{eff} se provádí pro každý zadaný parametr n_c a λ odvozením z normovaného vidového diagramu.

Pokud vyhovuje podmínka $disperze = 0$ nebo 1, pokračuje se výpočtem dvaceti hodnot n_{eff} pro $n_c = \langle n_{c0}, n_{c0} + \delta n \rangle$ a $\lambda = konst.$ Tyto hodnoty se potom proloží polynomem druhého stupně a zjistí se koeficienty k_{p0} až k_{p2} příslušné kvadratické rovnice. Proložení hodnot a výpočet koeficientů se provede pomocí příkazu *polyfit*, který je součástí Matlabu. V případě, že se uvažuje bezdisperzní prostředí (tedy n_{eff} není závislé na λ), jsou koeficienty k_{p0} až k_{p2} konečným výstupem modulu, koeficientu k_1 je přiřazena hodnota 0. V případě uvažování vlnovodové disperze je ještě vyjádřen koeficient k_1 lineární závislosti n_{eff} na λ , z hodnot $n_{eff}(n_{c0}, \lambda_{min})$ a $n_{eff}(n_{c0}, \lambda_{max})$.

Modul *profil_mrízky*

Úkolem tohoto modulu je výpočet parametrů K (počet elementů), δn (vektor hodnot změny indexu lomu ve všech elementech) a A (vektor hodnot periody ve všech elementech). Součástí tohoto modulu jsou další dva sub-moduly, *profil_apodizace* a *profil_chirp*.

Rozhodujícím parametrem modulu *profil_mrízky* je parametr *apodizace_chirp*. Pokud hodnota parametru *apodizace_chirp* nabývá hodnoty 0 (homogenní mřížka), jsou vráceny hodnoty $K = K(i)$, $\delta n = \delta n(i)$ a $A = A(i)$ pro všechny elementy. V případě hodnoty parametru *apodizace_chirp* = 1, 2 nebo 3 (apodizovaná mřížka s profilem apodizace Gaussovským, \cos^n nebo sinc^n) je zavolán modul *profil_apodizace*. Z navráceného vektoru hodnot δn jsou pak v případě čisté apodizace dopočítány příslušné hodnoty periody. Pokud není zvolena možnost čisté apodizace, jsou hodnoty vektoru $A = A(i)$ pro všechny elementy. Hodnota $K = K(i)$. V případě lineárně chirpované mřížky (*apodizace_chirp* = 4) je zavolán modul *profil_chirp* pro výpočet vektoru hodnot A . Hodnoty $\delta n = \delta n(i)$ pro všechny elementy, $K = K(i)$. Poslední možná hodnota parametru *apodizace_chirp* = 5 (libovolný průběh apodizace a chirpu) vrací příslušné vektory hodnot δn a A , přitom parametr K je roven počtu prvků vektorů δn a A .

Modul *profil_apodizace*

Tento jednoduchý modul vrací na základě hodnoty parametru *apodizace_chirp* příslušný vektor hodnot δn . Pokud *apodizace_chirp* = 1, jsou vráceny hodnoty na základě rovnice (3.42). Pro *apodizace_chirp* = 2 je použita rovnice (3.43) a pro *apodizace_chirp* = 3 jsou použity rovnice (3.44) a (3.45).

Modul *profil_chirp*

Další velice jednoduchý modul, který vrací v případě hodnoty parametru *apodizace_chirp* = 4 příslušný vektor hodnot A podle rovnice (3.47).

Modul *T_element*

Modul, který za pomoci optimalizačního algoritmu geometrickou řadou určí ze zadaného počtu period a přenosové matice periody přenosovou matici elementu. Metoda optimalizace je popsána v kapitole 3.4.

Modul *T_perioda*

Modul pro výpočet přenosové matice jedné mřížkové periody. Na základě vektoru vzorků hodnot průběhu efektivního vidového indexu n_{geff} a příslušného vektoru tloušťek jednotlivých vrstev δl sestaví přenosovou matici mřížkové periody, podle metody popsané v kapitole 3.3. V této fázi výpočtu je možné zahrnout útlum prostředí pomocí koeficientu měrného útlumu, α .

Modul *ng_perioda*

Vrací hodnoty δn_g a δl . Rozhodující je parametr *tvar_periody*. Pokud nabývá hodnoty *tvar_periody* = 0, je na základě parametrů změny indexu lomu δn , periody Λ a počtu vzorkovacích hladin m v příslušném místě mřížky vrácen soubor výstupních hodnot odpovídající sinusovému průběhu. V případě *tvar_periody* = 1 je vygenerován na základě δn a Λ obdélníkový průběh se zadanou délkou maxima δl_1 . Při hodnotě *tvar_periody* = 2 je vygenerován soubor výstupních hodnot pro uživatelem vložený průběh prostřednictvím vektorů souřadnic z a δn . Metody pro generování vzorků jednotlivých průběhů jsou popsány v kapitole 3.2.

Modul *neff_vypocet*

Vrací hodnotu n_{eff} . Rozhodující je parametr *disperze*. V případě *disperze* = 0 (bezdisperzní prostředí) nebo 1 (vlnovodová disperze) je vypočten n_{eff} na základě koeficientů k_{p0} - k_{p2} , k_1 kvadraticko-lineární funkce popisující závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c, \lambda)$. V případě, že *disperze* = 2 (zahrnutí materiálové disperze) nebo 3 (chromatická disperze), je efektivní vidový index odvozen z materiálových vlastností a geometrických rozměrů vlákna pomocí normovaného vidového diagramu. Bližší popis metody výpočtu n_{eff} je v kapitole 3.1.

Modul *neff_interpolace*

Pokud hodnota parametru *disperze* = 0 nebo 1, vrací tento modul koeficienty polynomu druhého stupně k_{p0} - k_{p2} popisující závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(n_c)$ a koeficient lineární závislosti k_1 popisující závislost $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda)$. Nejprve je vypočítáno 20 hodnot n_{eff} pro $\lambda = \lambda_0$ a n_c v rozsahu $\langle n_{c0}, n_{c0} + \delta n_{\text{max}} \rangle$. Tyto hodnoty jsou pak proloženy polynomm druhého stupně (pomocí funkce *polyfit*) s koeficienty k_{p0} - k_{p2} . V případě *disperze* = 1 je určena směrnice k_1 přímky procházející první a poslední hodnotou vektoru *spektrum* (při $n_c = n_{c0}$).

4 Analýza parametrů vláknových mřížek

V předchozí kapitole byl popsán matematický model mřížkových struktur a program, pomocí kterého je na základě matematického modelu možné simulovat spektrální odezvu odrazivosti a propustnosti zadané mřížkové struktury. Protože dalším cílem této práce je vytvoření algoritmu pro syntézu parametrů mřížkových struktur z požadované spektrální odezvy, je nejprve nutné analyzovat vliv jednotlivých parametrů na spektrální odezvu mřížkových struktur. Vliv mnohých parametrů není jednoznačný, protože parametry jsou vzájemně provázány, a dochází tak k ovlivnění stejných výstupních spektrálních vlastností více parametry. V následujících kapitolách bude provedena analýza od základních parametrů jednoduchých homogenních mřížek, přes analýzu vlivu profilů apodizace a chirpu vláknových mřížek až po parametry ovlivňující spektrální odezvu složitějších mřížkových polí. Rozměry a materiálové parametry některých vláken, které lze použít pro zápis vláknových mřížek jsou uvedeny v příloze 3, podrobné výsledky analýzy vybraných typů vláknových mřížek a mřížkových polí jsou uvedeny v příloze 4. Protože v dalších kapitolách budou rozebírány analýzy mnoha parametrů, bude pro větší přehlednost zavedena následující terminologie. Pojem „vstupní parametry“ (nebo jen parametry) bude používán v souvislosti s parametry popisujícími rozměry, materiálové vlastnosti mřížek a parametry simulace (A , L , δn , profily apodizace a chirpu, počet vzorkovacích hladin, apod.). Pojem „výstupní vlastnosti“ (nebo jen vlastnosti) pak bude používán pro popis vlastností spektrálních charakteristik (A_R , A_T , t_g , šířka pásma, apod.).

4.1 Analýza základních vstupních parametrů homogenní mřížky

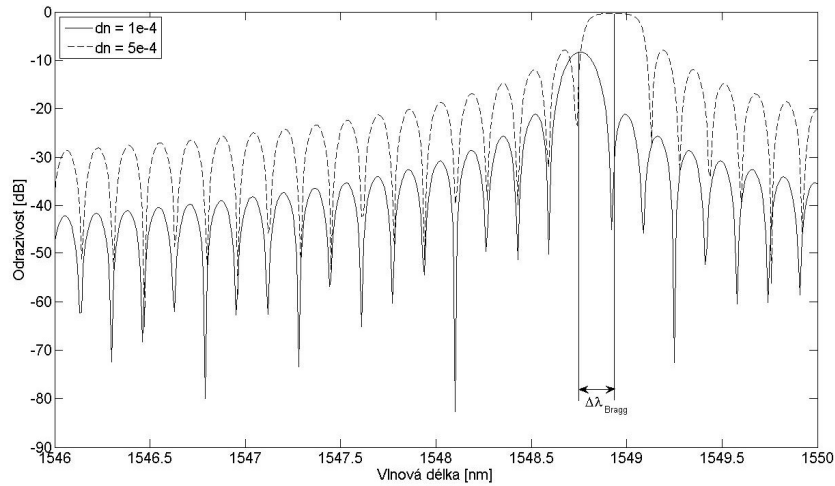
Jedná se o základní analýzu pro zjištění vlivu délky mřížky, periody, změny indexu lomu, tvaru periody a řádu mřížky na spektrální charakteristiku odrazivosti [88]. Jak již bylo popsáno v kapitole 2.1, spektrum odrazivosti mřížky (závislost odrazivosti na vlnové délce) vzdáleně připomíná funkci *sinc* (viz. Obr. 2.8). Pro základní analýzu jsou důležité hlavně tři výstupní vlastnosti – pozice hlavního maxima, odstup hlavního maxima od vedlejších (odstup signál – šum) a FWHM (Full Width Half Maximum) šířka hlavního maxima při poklesu o 3 dB. Další pozorovanou vlastností by také mohl být tvar hlavního maxima, zda je spíše „ostré“ nebo „ploché“.

První sledovaná vlastnost, pozice hlavního maxima, je dána rovnicí (2.1). Pozice hlavního maxima je primárně dána periodou a řádem mřížky. K rezonanci dochází vždy na lichých řádech, přitom odrazivost je dána efektivní délkou mřížky, jak bude popsáno níže. V omezeném rozsahu je mřížka také ovlivněna efektivním vidovým indexem, respektive záleží na přístupu a způsobu chápání efektivního vidového indexu n_{eff} v rovnici (2.1). Pokud je n_{eff} odvozen ze střední hodnoty průběhu indexu lomu jádra vlákna s existující mřížkou, je již vliv n_{eff} na výstupní vlastnosti mřížky započítán. Často však bývá n_{eff} chápán jako efektivní vidový index vlákna před zápisem mřížky. Potom je nutné uvažovat, že při zápisu mřížky dochází ke zvýšení indexu lomu jádra vlákna v místě osvětlení, a tím i ke zvýšení střední hodnoty efektivního vidového indexu

v místě mřížky. V důsledku nárůstu n_{eff} potom dochází k mírnému posunu λ_{Bragg} směrem k vyšším vlnovým délkám. Přitom velikost změny Braggovy rezonanční vlnové délky, $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$, lze popsat rovnicí:

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{2\Delta n_{\text{eff}} \Lambda}{N}, \quad (4.1)$$

kde Δn_{eff} je změna efektivního vidového indexu, Λ je perioda mřížky a N je řád mřížky. Pokud by byla brána v úvahu perioda mřížky okolo 530 nm (odpovídá mřížce na vlnové délce okolo 1550 nm), došlo by při změně střední hodnoty efektivního vidového indexu o 5×10^{-4} k posunu Braggovy rezonanční vlnové délky o zhruba 0,5 nm. Ačkoliv tento posun λ_{Bragg} způsobený změnou n_{eff} není nijak dramatický, je zapotřebí mít na paměti, že v některých aplikacích může mít zásadní vliv na funkci systému (např. u filtrů pro DWDM systémy, kde minimální rozestup sousedních kanálů dosahuje až 0,4 nm). Posun spektra způsobený změnou n_{eff} je znázorněn na Obr. 4.1.

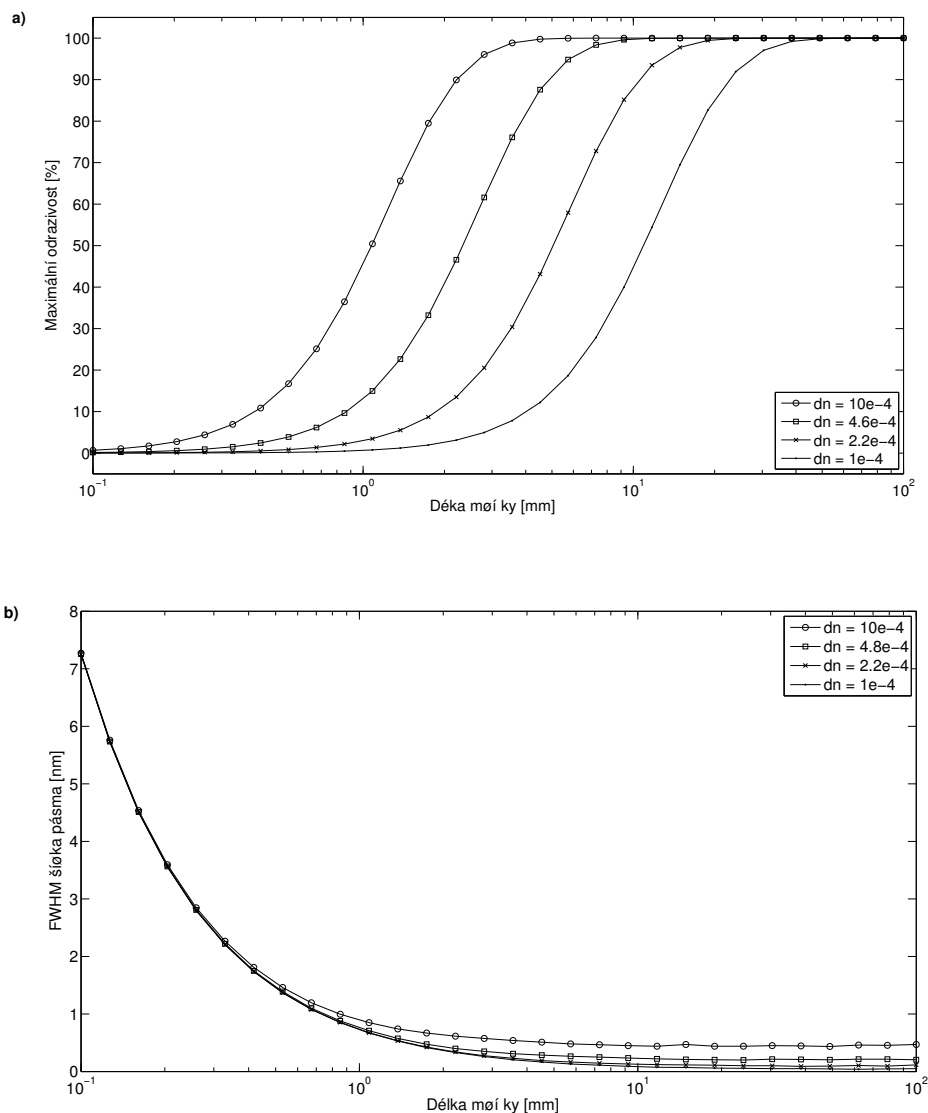


Obr. 4.1: Posun Braggovy rezonanční vlnové délky v důsledku změny n_{eff} . Jedná se o homogenní vláknovou mřížku délky $L = 5$ mm simulovanou ve vlákne Corning SMF-28, $\Lambda = 530$ nm, sinusový tvar periody, $\delta n = 1 \times 10^{-4}$ (plná čára) a $\delta n = 5 \times 10^{-4}$ (čárkovaně)

Analýza dalších výstupních vlastností, maximální odrazivosti mřížky, R_{max} , a FWHM šířky spektra, $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$, není už tak jednoduchá a jednoznačná. Při analýze sledovaných vlastností R_{max} a $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ vystupují do popředí hned tři vzájemně provázané vstupní parametry, délka mřížky L , perioda Λ a změna indexu lomu δn . Přitom změna R_{max} a $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ nemohou být pomocí vstupních parametrů měněny nezávisle [88].

Na Obr. 4.2 je znázorněna závislost R_{max} a $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ na L s parametrem δn . Z Obr. 4.2a) je patrné, že se zvyšující se délkou mřížky dochází postupně ke zvyšování R_{max} až téměř k hodnotě 100%. Po dosažení maximální odrazivosti nastává saturace a R_{max} se již dále nemění. Současně dochází k přibližně exponenciálnímu poklesu $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ a následnému ustálení, jak je znázorněno na Obr. 4.2b). Místo, kde nastává saturace R_{max} a současně ustálení hodnoty $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ se nazývá efektivní délka mřížky. Při dovršení efektivní délky mřížky dochází k maximální rezonanci signálu ve vláknové mřížce a k maximálnímu možnému odrazu. Další prodloužování mřížky pak již nemá na signál procházející mřížkou příliš vliv [88]. Při navrhování vláknových mřížek je nutné

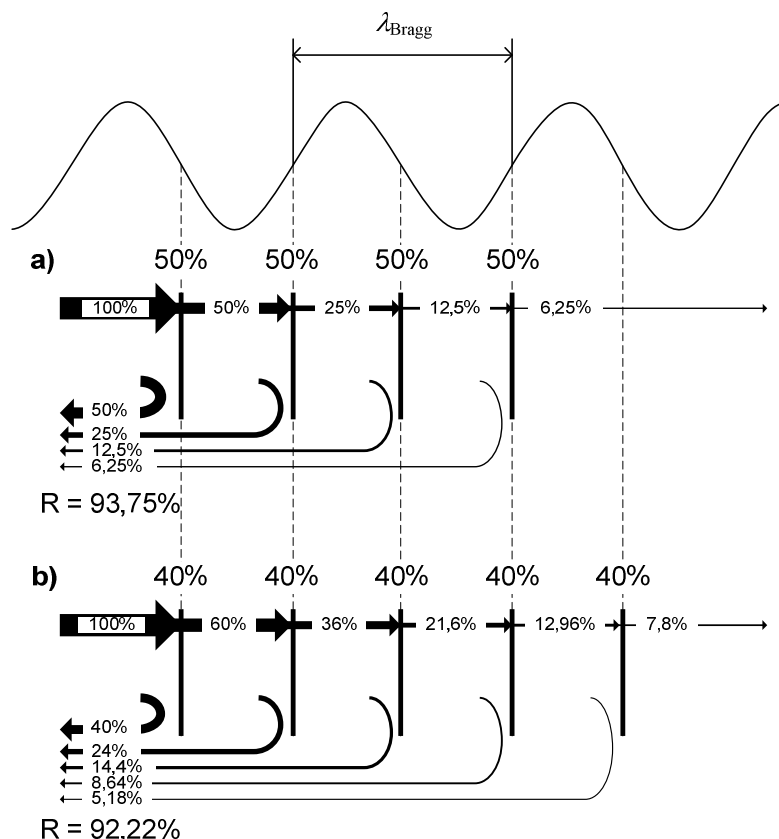
dbát na to, aby nedocházelo k překročení efektivní délky mřížky, protože se zvyšující se délkou mřížky se zvyšuje náročnost na technologii a stabilitu výrobního procesu mřížek a tím i náklady na jejich výrobu. Nevhodným návrhem příliš dlouhých mřížek však již nedochází ke zlepšení parametrů, pouze ke zvyšování jejich ceny.



Obr. 4.2: Závislost a) R_{\max} , b) $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ na délce mřížky L pro různá Δn . Závislosti jsou vypočteny pro Braggovu rezonanční vlnovou délku $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákně Corning SMF-28.

Efektivní délka mřížky není ovšem délkou mřížky v pravém slova smyslu. Efektivní délka mřížky totiž není závislá pouze na fyzické délce mřížky, L , ale také na síle vazby procházející a odražené vlny v mřížce. Tato vazba potom promítá také vliv změny indexu lomu δn a velikost periody Λ do efektivní délky mřížky. Pro správné pochopení pojmu efektivní délka mřížky je možné uvést zjednodušený příklad založený na analogii s polopropustnými zrcadly. Vláknovou mřížku si lze představit jako sadu polopropustných zrcadel zařazených v sérii tak, že jejich vzájemná vzdálenost odpovídá celému násobku poloviny požadované rezonanční vlnové délky, jak je naznačeno na Obr. 4.3. Pokud bude odrazivost každého pomyslného zrcadla 50%, postačí k překročení 90% odrazivosti pouhých 4 zrcadel, jak je naznačeno na Obr. 4.3a). Pokud by

měla zrcadla odrazivost o 10% nižší, bylo by již k překročení 90% odrazivosti zapotřebí 5 zrcadel. V případě vláknové mřížky jsou pak tato pomyslná zrcadla reprezentována rozhraním dvou vrstev s odlišným indexem lomu. Z tohoto příkladu je patrné, že efektivní délka mřížky je závislá nejen na fyzické délce (respektive počtu period a velikosti periody), ale také na změně indexu lomu δn . Čím vyšší tedy bude δn , tím kratší je zapotřebí délka mřížky L k dosažení efektivní délky.

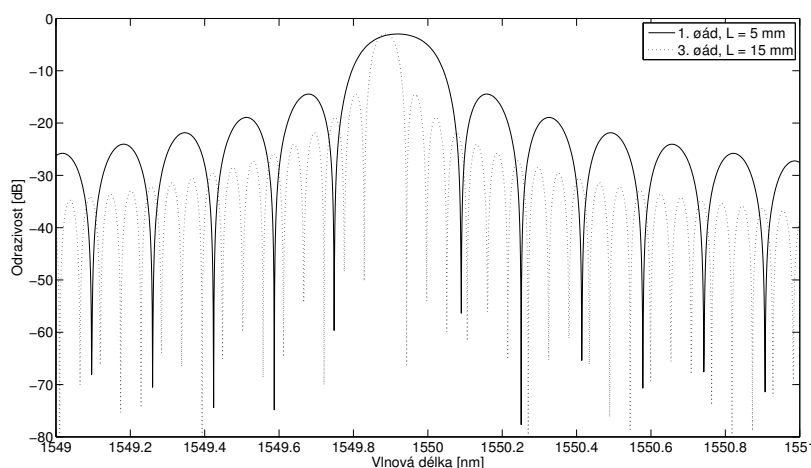


Obr. 4.3: Přirovnání vláknové mřížky k sériové sestavě polopropustných zrcadel a) s odrazivostí 50%, b) s odrazivostí 40%

Z hlediska FWHM šířky hlavního rezonančního maxima je nutné uvažovat také fázi jednotlivých vln. Při odrazu světla dochází k interferenci příspěvků odražených na jednotlivých vrstvách (zrcadlech). Pokud bude vzdálenost jednotlivých zrcadel od sebe rovna celému násobku poloviny vlnové délky, bude splněna fázová podmínka a příspěvky od jednotlivých vrstev budou spolu konstruktivně interferovat. Pokud bude vlnová délka světla vstupujícího do mřížky o něco delší nebo kratší, dojde při každém odrazu o mírný posun fáze mezi vedlejšími odraženými vlnami. Přitom tento fázový posun bude tím větší, čím bude vlnová délka světla vzdálenější od Braggovy rezonanční vlnové délky. Interference takto fázově posunutých vln už nedosahuje takové intenzity jako v případě rezonanční vlnové délky. Pokud bude mřížka dostatečně silná (bude mít poměrně velkou δn), bude i efektivní délka mřížky kratší a nestačí dojít k přílišnému rozladění nerezonančních vln odražených na jednotlivých vrstvách. Světlo vlnových délek blízkých rezonanční vlnové délce bude tedy interferovat dostatečně konstruktivně a šířka odraženého spektra v okolí rezonanční vlnové délky bude relativně velká. Naopak pokud bude mřížka slabá (bude mít poměrně malou δn) a efektivní délka mřížky tak bude poměrně dlouhá, fázové rozdíly nerezonančních vln odražených od

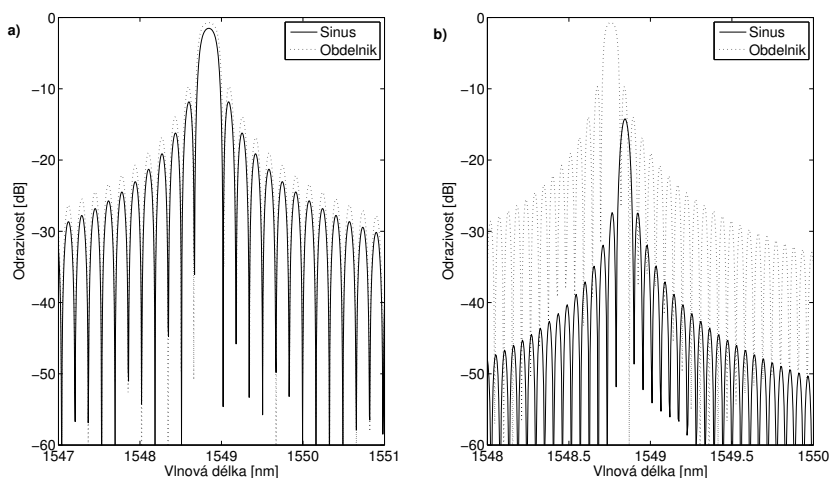
jednotlivých vrstev budou postupně narůstat a intenzita interferujících vln bude prudce klesat i pro světlo vlnových délek v okolí rezonanční vlnové délky. Šířka odraženého spektra tak bude poměrně užší než v případě silné mřížky.

Důležitým parametrem je také řád mřížky (N podle rovnice 2.1), kdy perioda odpovídá N -násobku poloviny vlnové délky. Jedná se potom o rezonanci N -tého řádu. Na Obr. 4.4 je znázorněna spektrální charakteristika odrazivosti mřížky 1 a 3 řádu. Pro zachování stejného počtu period obou mřížek je délka mřížky třetího řádu 3x delší. Mřížka prvního řádu (plná čára) má přibližně stejnou maximální odrazivost jako odpovídající mřížka třetího řádu (čárkovaná), přitom ale mřížka vyššího řádu je selektivnější při zachování stejného δn .



Obr. 4.4: Porovnání spektrální charakteristiky mřížek prvního a třetího řádu. $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, stejný počet period (při délkách 5 a 15 mm), obdélníkový tvar periody, ve vlákně Corning SMF-28

U mřížek prvního řádu nemá tvar jednotlivých period výrazný vliv na výstupní vlastnosti spektrální charakteristiky. U mřížek vyšších řádů ale dochází ke značnému ovlivnění výstupních vlastností při změně tvaru periody mřížky, jak je naznačeno na Obr. 4.5.



Obr. 4.5: Porovnání vlivu tvaru periody na mřížku a) prvního řádu $L = 5$ mm a $\lambda = 530$ nm, b) třetího řádu $L = 15$ mm a $\lambda = 1590$ nm. Pro obě mřížky $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, simulace pro vlákno Corning SMF-28.

Z popsaných principů fungování vláknových mřížek lze tedy usoudit, že Braggova rezonanční vlnová délka mřížky je primárně závislá na periodě mřížky a v omezeném rozsahu se mění i se změnou n_{eff} . Při zvyšování délky mřížky dochází ke zvyšování odrazivosti mřížky, dokud se nedosáhne tzv. efektivní délky. Další prodlužování mřížky již nemá na odrazivost mřížky vliv. K dosažení požadované odrazivosti mřížky vedou dvě cesty – kratší mřížka s větším δn nebo delší mřížka s menším δn . V prvním případě bude ale selektivita mřížky podstatně menší. Zvětšováním délky mřížky a současným snižováním δn lze dosáhnout vyšší selektivity a naopak. Mřížky vyšších řádů jsou více selektivní při stejné efektivní délce. Reálná délka mřížky vyšších řádů je přitom větší. Tvar jednotlivých period mřížky se do výstupních parametrů mřížek výrazněji promítá jen u mřížek vyšších řádů.

4.2 Analýza parametrů apodizovaných mřížek

Předchozí analýzy ukazují, jak základní parametry homogenních vláknových mřížek ovlivňují výstupní vlastnosti, především maximální odrazivost a šířku odraženého pásma. Obecná vláknová mřížka má však nejen hlavní odrazné maximum, ale také obsahuje v daném spektrálním rozsahu větší nebo menší počet vedlejších rezonancí. Vedlejší rezonance představují ve spektru odrazivosti postranní laloky na obou stranách od hlavního maxima. Z pohledu přenosu signálu tyto postranní laloky představují parazitní, nechtěné odrazy a v odraženém signálu určují hladinu šumu. U homogenních mřížek se odstup postranních laloků zpravidla pohybuje někde okolo 10 – 20 dB. Pro mnohé aplikace (např. senzorové) je většinou tento odstup signálu od šumu dostatečný. V některých aplikacích, jako jsou filtry pro telekomunikační účely nebo stabilizaci laserů [89], je ale nutné zajistit výrazně vyšší odstup signálu od šumu, aby po průchodu signálu delší optickou soustavou nedocházelo k ovlivnění užitečného signálu šumem. Malý odstup signál-šum by v takovém případě mohl vést k neurčité detekci signálu na vzdáleném konci a tím velké chybovosti přenosu.

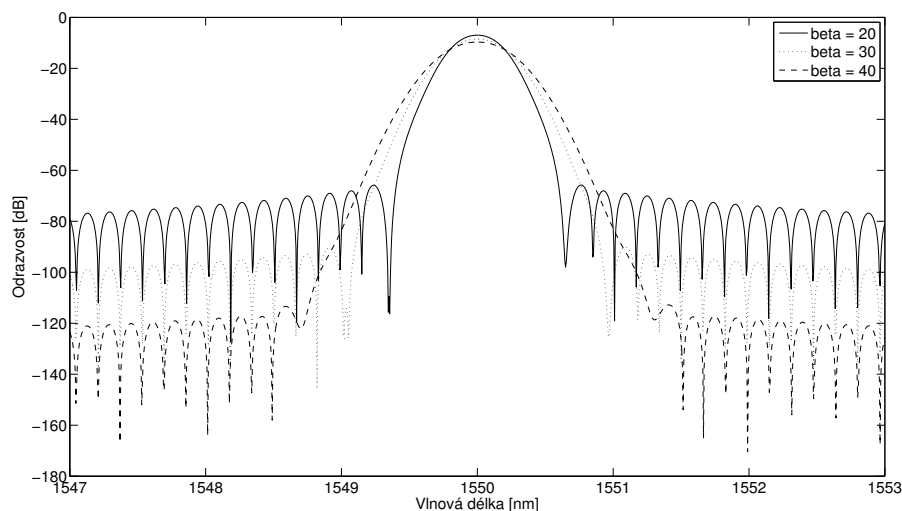
Zavedením vhodného profilu apodizace je možné výrazně měnit tvar spektrální charakteristiky mřížky a zvyšovat tak odstup signálu od šumu. Protože matematický model popsaný v kapitole 3 obsahuje tři předdefinované průběhy apodizace, bude provedena analýza právě těchto průběhů. Pro následující simulace bude použita mřížka 1. řádu, $L = 5 \text{ mm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$ a $\lambda = 530 \text{ nm}$, se sinusovým tvarem periody. Spektrální odezva této mřížky bez apodizace (homogenní) je vyobrazena na Obr. 4.4. Odstup signál-šum (rozdíl maximum hlavního a prvního postranního laloku) u této mřížky činí cca 13 dB. Vliv apodizace na tuto mřížku je zřejmý z následující analýzy.

Apodizace Gaussovským profilem

Tento apodizační profil je asi nejčastěji používaným profilem. U apodizace Gaussovským profilem je závislost $\delta n = \delta n(z)$ tvořena částí Gaussovy křivky se střední hodnotou $L/2$ a směrodatnou odchylkou danou parametrem β podle rovnice $\sigma = \sqrt{\frac{K^2}{2\beta}}$.

Na Obr. 4.6 jsou znázorněny křivky spektrálních průběhů odrazivosti mřížek s Gaussovským profilem apodizace a různými hodnotami β . Apodizační profily mřížek, jejichž výstupní charakteristiky jsou na Obr. 4.6, odpovídají profilům znázorněným na Obr. 3.22. Parametr β je tedy nepřímo úměrný střední kvadratické odchylce σ^2 , se zvyšujícím se parametrem β dochází k „zeštíhlení“ Gaussovy křivky. Jak je patrné

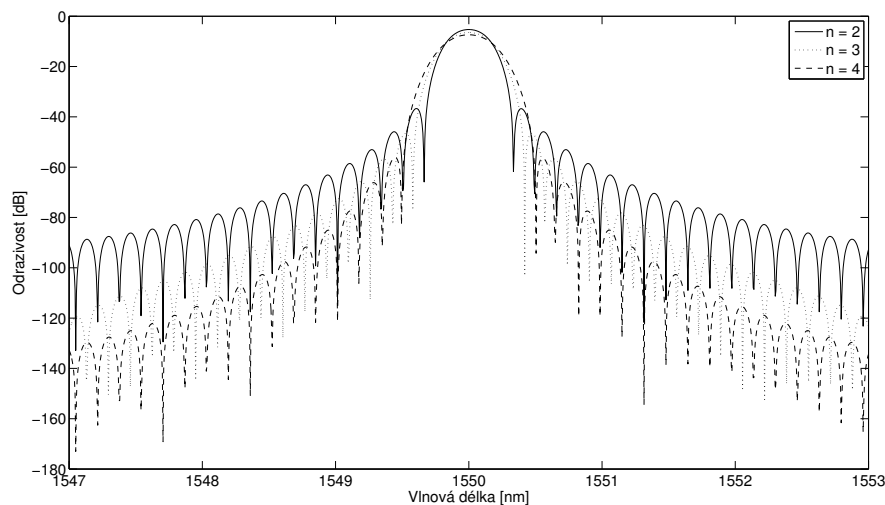
z Obr. 4.6, čím štíhlejší Gaussova křivka je, tím dochází k většímu potlačení postranních pásem ve spektrální odezvě mřížky. Současně ale dochází ke zvětšení šířky odraženého pásma a poklesu maximální odrazivosti [86], [90]. Vlastnosti maximální odrazivosti, FWHM šířky spektra a odstupu signál-šum jsou srovnány společně s dalšími analyzovanými profily apodizace v Tab. 4.1 na konci této podkapitoly.



Obr. 4.6: Spektrální závislost odrazivosti mřížek s čistě apodizovaným Gaussovským profilem, $L = 5 \text{ mm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550 \text{ nm}$ ve vlákně Corning SMF-28

Apodizace profilem \cos^n

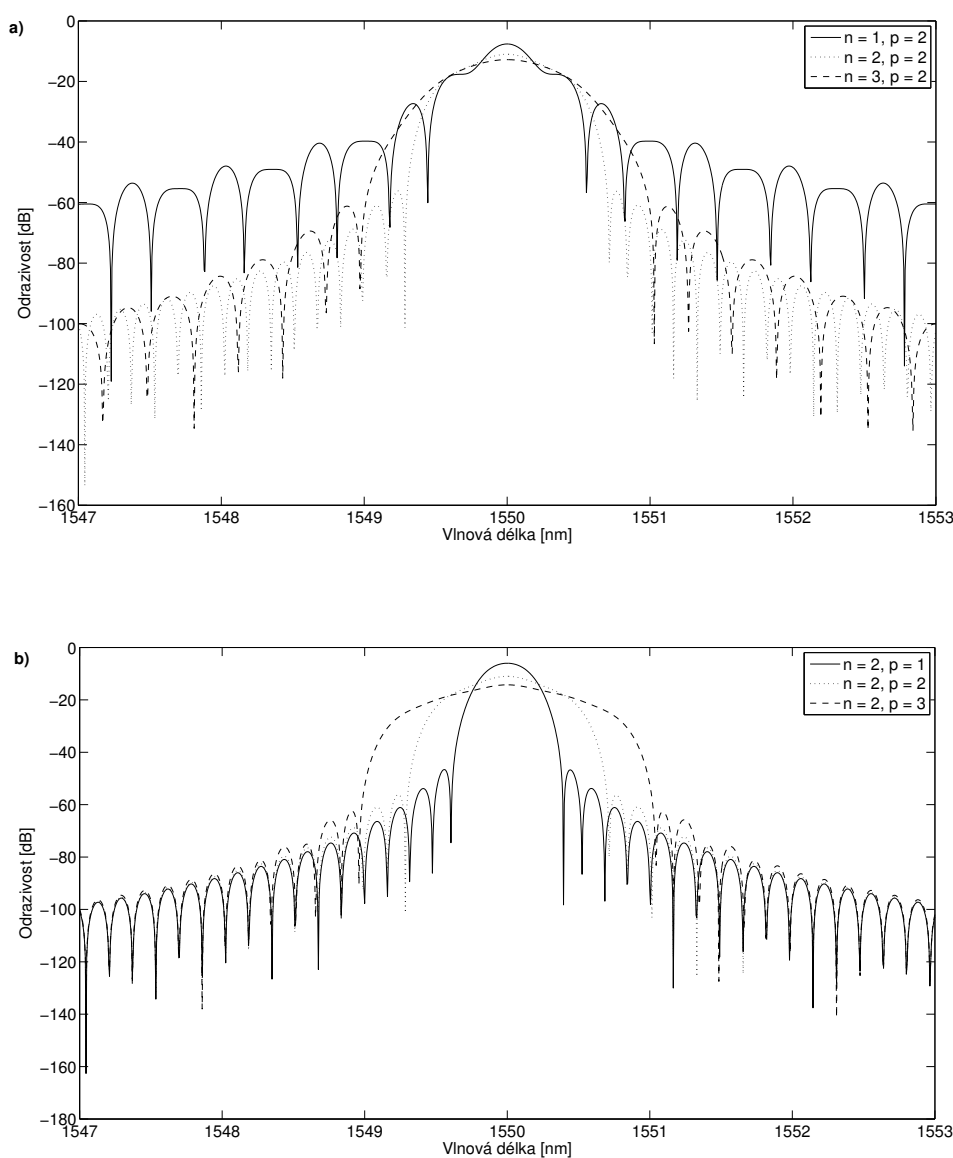
Často používaným profilem apodizace je také část funkce \cos^n (raised cosine). Jedná se o polovinu periody funkce \cos v intervalu $[-\pi/2, \pi/2]$ umocněnou na n -tou. Profily analyzovaných mřížek jsou znázorněny na Obr. 3.23. Se zvyšující se mocninou funkce n dochází ke zvětšení odstupu signál-šum, ale současně k rozšíření hlavního odraženého maxima a snížení odrazivosti mřížky [85], [86]. Spektrální závislosti odrazivosti mřížek s profilem apodizace \cos^n jsou znázorněny na Obr. 4.7.



Obr. 4.7: Spektrální závislost odrazivosti mřížek čistě apodizovaným profilem \cos^n , $L = 5 \text{ mm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550 \text{ nm}$ ve vlákně Corning SMF-28

Apodizace profilem sinc^n

Posledním předdefinovaným apodizačním profilem je sinc^n . Tento profil je tvořen absolutní hodnotou podílu $\sin(z)/z$ umocněnou na n -tou. Funkce je závislá na dvou parametrech, p a n , kde p určuje rozsah funkce (počet postranních laloků) a n mocninu funkce. Na Obr. 4.8a) jsou vykresleny spektrální závislosti odrazivosti pro $n = 1, 2$ a 3 při $p = 2$, na Obr. 4.8b) pro $p = 1, 2$ a 3 při $n = 2$. Při $n = 1$ a $p = 2$ má závislost odrazivosti netradiční tvar, kdy dochází ke střídání laloků s plochým a oblým vrškem. Hlavní lalok vypadá jako složený z těchto dvou typů průběhů. Domnívám se, že toto je zapříčiněno typickým průběhem funkce sinc (s výraznými postranními laloky v apodizačním profilu) a mřížka je tak ve skutečnosti složena ze tří různě apodizovaných mřížek. U vyšších mocnin jsou pak postraní laloky v apodizačním profilu výrazně potlačeny (viz. Obr. 3.24) a vliv „postranních mřížek“ je tak méně patrný.



Obr. 4.8: Spektrální závislost odrazivosti mřížek s čistě apodizovaným profilem sinc^n , $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákně Corning SMF-28, a) při konstantním p a různých n , b) při konstantním n a různých p

Shrnutí parametrů analyzovaných apodizovaných mřížek

Vstupní parametr	Max. odrazivost [%]	FWHM šířka pásma [nm]	Odstup signál-šum [db]
<i>Homogenní mřížka</i>			
-	70,4	0,21	10,32
<i>Gaussovský profil</i>			
$\beta = 20$	20,1	0,3	58,8
$\beta = 30$	14,1	0,35	81,7
$\beta = 40$	10,8	0,4	103,1
<i>Profil \cos^n</i>			
$n = 2$	29,5	0,26	31,4
$n = 3$	22,6	0,29	40,1
$n = 4$	18,3	0,32	48,7
<i>Profil sinc^n, $p = 2$</i>			
$n = 1$	17,3	0,25	19,7
$n = 2$	7,9	0,43	45,1
$n = 3$	5,3	0,59	45,1
<i>Profil sinc^n, $n = 2$</i>			
$p = 1$	25	0,28	40,6
$p = 2$	7,9	0,43	45,1
$p = 3$	3,7	0,62	48,2

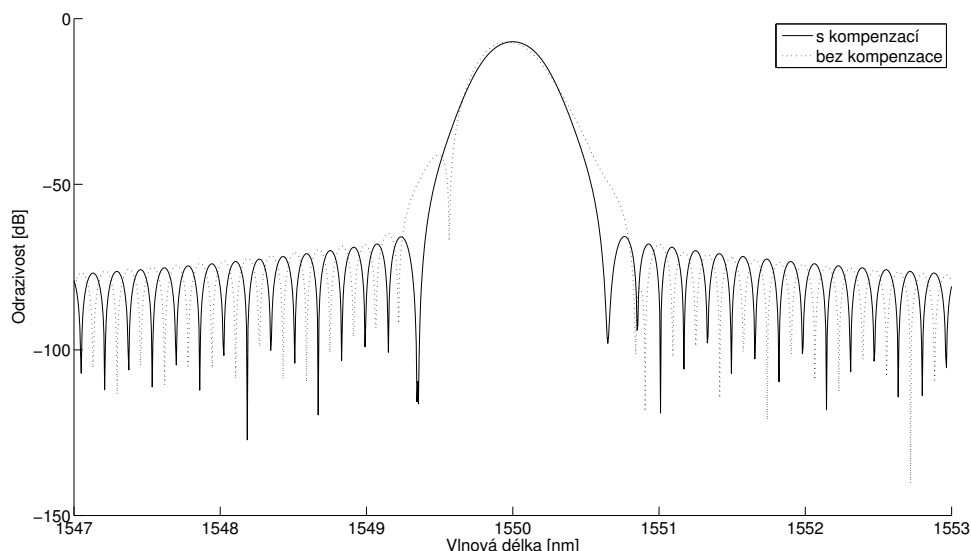
Tab. 4.1: Porovnání výstupních parametrů analyzovaných mřížek s parametry $L = 5 \text{ mm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550 \text{ nm}$ ve vlákně Corning SMF-28

Při porovnání vlastností mřížek se zmíněnými apodizačními profily je zřejmé, že každý apodizační profil přináší jiné vlastnosti. Apodizace Gaussovou křivkou přináší velký odstup signál šum, a to hned od prvních postranních pásem [90]. Přitom čím štíhlejší je Gaussova křivka, tím většího potlačení postranních pásem lze dosáhnout. Zavedením profilu \cos^n není dosaženo takového potlačení postranních pásem jako u Gaussovského profilu, ale zase nedochází k výraznému zvětšení FWHM šířky pásma. Naopak při apodizaci profilem sinc^n dochází ke vzniku tzv. plochého vrcholu (flat-top) hlavního odraženého maxima, tedy ke značnému rozšíření odraženého pásma při současném potlačení postranních laloků (pozn. u homogenní mřížky lze rozšířit odražené pásmo zvyšováním δn , což ale vede k současnému snižování odstupu signál-šum). Vlivem apodizace dochází při zachování stejné délky mřížky ke snížení průměrné hodnoty δn , což vede ke snížení odrazivosti. Vyšších odrazivostí lze dosáhnout, podobně jako v případě homogenních mřížek, celkovým zvýšením změny indexu lomu nebo prodloužením mřížky.

Kompenzace změny průměrné hodnoty n_{eff}

V kapitole 3.5 byl popsán vliv změny n_{eff} v důsledku apodizace a s tím spojená změna λ_{Bragg} . Bylo také zmíněno, že je možné zavedení tzv. čisté apodizace, tedy současné kompenzace změny n_{eff} . V popisovaném matematickém modelu je kompenzace prováděna současným zavedením příslušného profilu chirpu.

Mřížky analyzované v této kapitole jsou všechny čistě apodizované. Pokud by byla odstraněna kompenzace změny n_{eff} a perioda by byla v průběhu celé mřížky konstantní (a nebyl by použit jiný způsob kompenzace n_{eff}), docházelo by vlivem vnitřních rezonancí mezi jednotlivými částmi mřížky k deformaci spektrální charakteristiky odrazivosti a změně výstupních parametrů mřížky. Spektrum odrazivosti Gaussovsky apodizované mřížky s a bez kompenzace n_{eff} je vyobrazeno na Obr. 4.9.

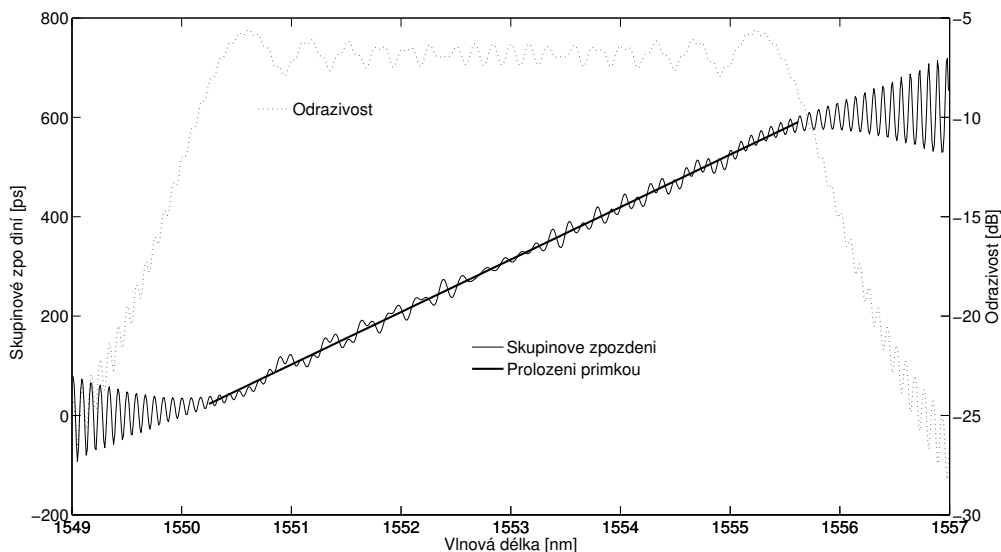


Obr. 4.9: Vliv kompenzace n_{eff} na spektrum odrazivosti Gaussovsky apodizované mřížky. $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{\text{Bragg}} = 1550$ nm ve vlákne Corning SMF-28

Z Obr. 4.9 je patrné, že apodizovaná mřížka bez kompenzace má na rozdíl od čistě apodizované mřížky nesouměrné spektrum odrazivosti. Na straně k nižším vlnovým délkám dochází ke vzniku výraznějšího rezonančního maxima a první levý postranní lalok je tak méně potlačený než lalok pravý [86]. Odstup signálu od šumu je nesouměrný, na levé straně činí 34,1 dB a na pravé straně 70 dB. Maximální odrazivost a FWHM šířka pásma zůstává v obou případech přibližně stejná.

4.3 Analýza parametrů chirpovaných mřížek

Chirpované mřížky mohou být s výhodou použity ke kompenzaci chromatické disperze, jak bylo zmíněno v kapitole 2.1. Zavedením lineární změny velikosti periody v závislosti na souřadnici z je dosažena plynulá monotónní změna Braggovy rezonanční délky uvnitř mřížky. Při průchodu signálu mřížkou tak dochází k různému zpoždění jednotlivých spektrálních složek signálu, protože každá spektrální složka je odrazena v jiném místě mřížky a urazí tak jinou dráhu. Toto zpoždění se nazývá skupinové zpoždění (group delay) t_g a je vyjádřeno rovnicí (3.59).



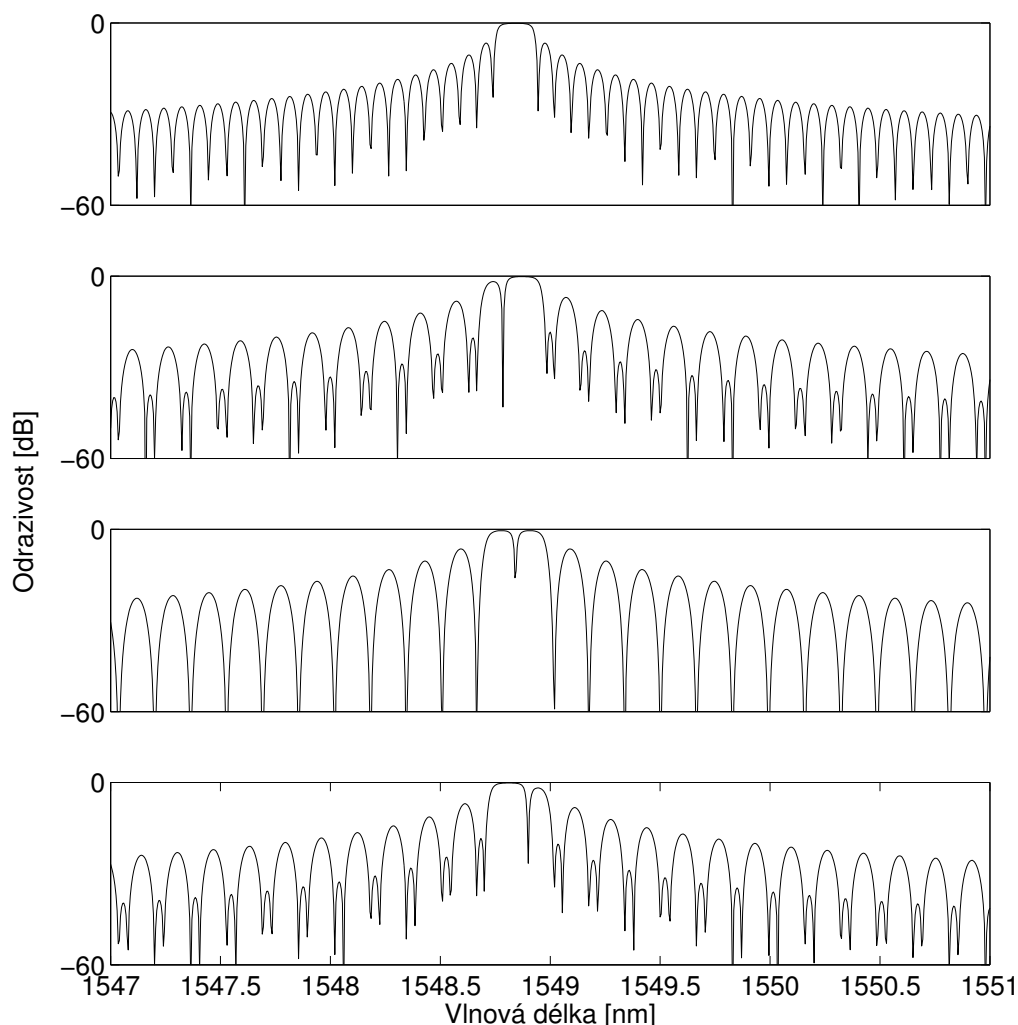
Obr. 4.10: Analýza spektrálních charakteristik lineárně chirpované mřížky, $L = 10$ mm, $\lambda_0 = 530,4$ nm, $\delta n = 5 \times 10^{-4}$, $\kappa = 0,2$ nm/mm ve vlákně Corning SMF-28

Spektrální závislosti odrazivosti a skupinového zpoždění lineárně chirpované mřížky jsou znázorněny na Obr. 4.10. Z obrázku je patrné, že v rozsahu odražených vlnových délek dochází k přibližně lineárnímu průběhu skupinového zpoždění. Tuto oblast lze proložit přímkou a z její směrnice určit úroveň kompenzace disperze. Na Obr. 4.10 je průběh skupinového zpoždění proložen přímkou v oblasti FWHM šířky spektra. Vypočítaná směrnice (úroveň kompenzace) vychází pro tuto mřížku přibližně 105 ps/nm. Například pro standardní telekomunikační vlákno Corning SMF-28 se disperze v oblasti vlnových délek okolo 1550 nm pohybuje kolem 17,3 ps/(nm.km). Zmíněná mřížka by tedy dokázala vykompenzovat disperzi cca 6 kilometrů dlouhé optické trasy.

Úroveň kompenzace je nepřímo úměrná koeficientu lineárního chirpu κ , tedy se zvyšujícím se koeficientem κ úroveň kompenzace klesá (zkracuje se dráhový rozdíl jednotlivých spektrálních složek). Operativní oblast (FWHM šířka pásma) mřížky je závislá na celkovém rozladění periody, tedy na součinu délky mřížky L a koeficientu chirpu κ . Větší rozladění periody znamená širší oblast, ve které dochází k odrazu a kompenzaci disperze. Odrazivost v této oblasti je potom závislá na třech vzájemně provázaných parametrech - koeficientu κ , délce mřížky L a změně indexu lomu δn .

4.4 Analýza parametrů mřížkových polí

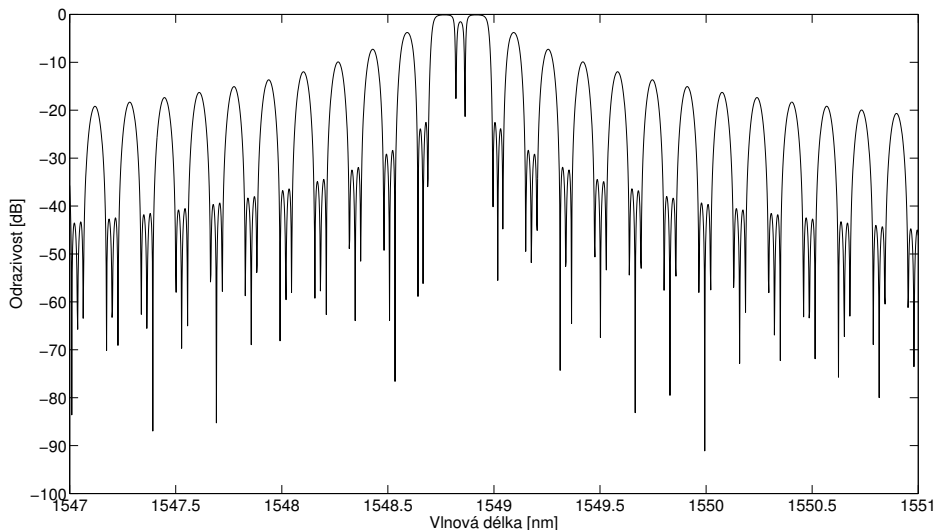
V předchozích kapitolách byly rozebrány vstupní parametry základních i pokročilejších druhů vláknových mřížek a jejich vliv na spektrální charakteristiky odrazivosti a skupinového zpoždění. Následující část práce se věnuje případům, kdy tyto mřížky budou seřazeny do mřížkových polí, a sleduje dopady na celkové přenosové vlastnosti takové struktury. Nejjednodušší formou mřížkového pole je dvojice mřížek zařazená do série. Jednotlivé mřížky mohou mít v takovémto případě stejné nebo rozdílné parametry. V každém případě ale do analýzy vstupuje další parametr, a to vzájemná vzdálenost těchto dvou mřížek.



Obr. 4.11: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou identických homogenních mřížek s parametry $L = 5$ mm, $\Lambda = 530$ nm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, mezimřížková vzdálenost (shora) $l = 0, l = \Lambda/4, l = \Lambda/2, l = 3\Lambda/4$

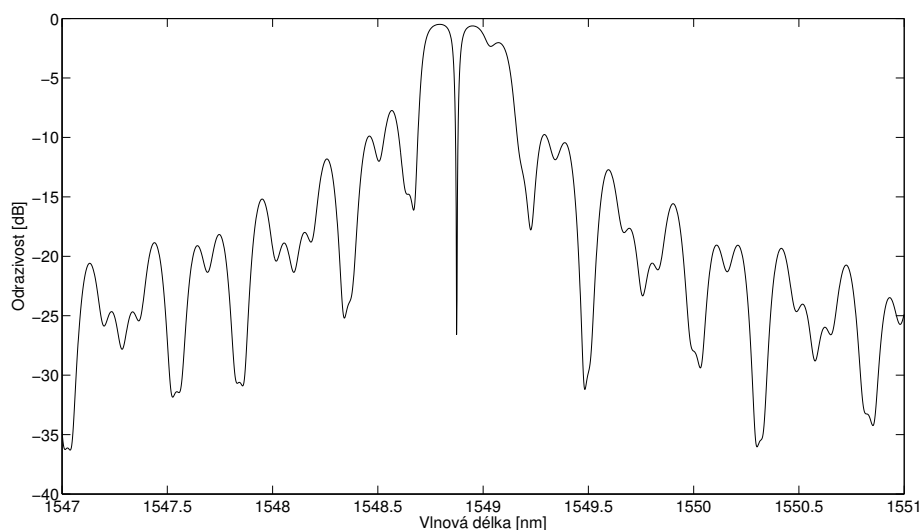
Základní analýza dvou identických mřížek v sérii je zobrazena na Obr. 4.11. V tomto případě je mezimřížková vzdálenost l klíčovým parametrem. Zařazením mezery mezi mřížky vznikají mezimřížkové rezonance a dojde k rozštěpení původního hlavního maxima na dvě části. Tím vznikne úzké propustné pásmo, jehož pozice je dána vzdáleností mezi mřížkami (fázovým rozdílem). Zvětšování mezimřížkové vzdálenosti l v rozsahu $0 - \Lambda$ znamená jedno „přeběhnutí šterbiny“ přes hlavní maximum, a to směrem od nižších vlnových délek k vyšším. S dalším zvyšováním vzdálenosti se poloha šterbiny mění opět periodicky, přitom poloha pro $l = n\Lambda$ (kde n je celé číslo) se rovná poloze při $l = 0$. Z Obr. 4.11 je také patrný vliv vzdálenosti l také na postranní laloky. U postranních laloků je ovšem situace posunutá o půl periody. Při $l = n\Lambda$ jsou všechny postranní laloky „rozštípnuté“ na poloviny, s postupným zvyšováním na $l = \Lambda/2$ se šterbina přesouvá k vyšším vlnovým délkám, až zanikne a vždy dva sousední laloky splynou v jeden. V hlavním maximu je při této vzdálenosti propustná šterbina přesně v polovině, tedy v mřížce dochází ke vzniku velice úzké pásmové zádrže na Braggově

rezonanční vlnové délce. Při dalším zvyšování vzdálenosti až na hodnotu Λ se šterbina posouvá směrem k vyšším vlnovým délkám, až zanikne. Současně vznikají šterbiny v postranních lalocích, zvyšováním vzdálenosti na hodnotu L se dostávají na střed a vzniká původní dvojnásobný počet postranních laloků jako při vzdálenosti $l = 0$.



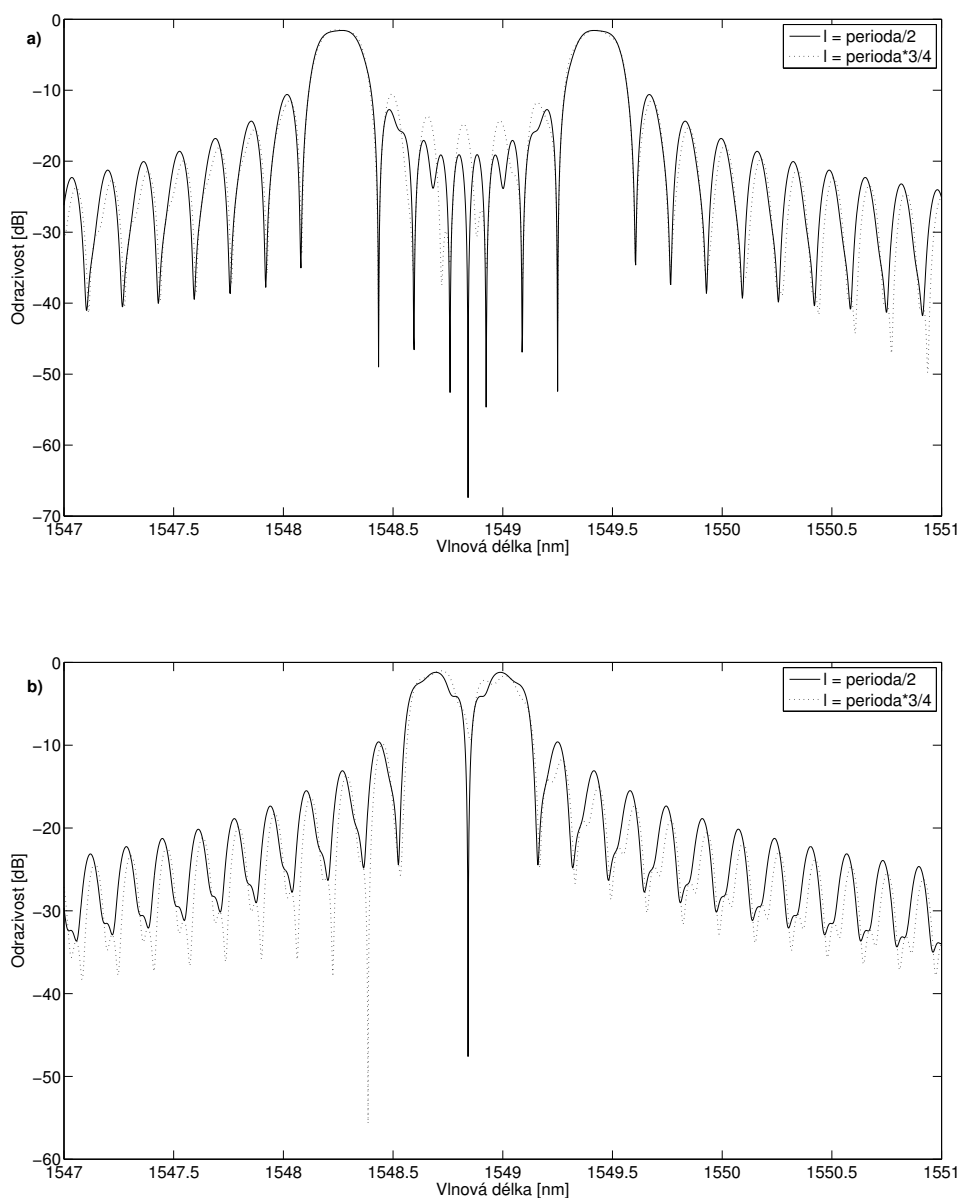
Obr. 4.12: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze tří identických homogenních mřížek s parametry $L = 5$ mm, $\Lambda = 530$ nm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, obě mezimřížkové vzdálenosti $l = \Lambda/2$

Přidáním další mřížky do pole dochází ke vzniku další šterbiny ve spektru odrazivosti. Přitom pozice obou šterbin je závislá na mezimřížkových vzdálenostech. V tomto případě platí, že hlavní maximum bude rozštěpeno na třetiny, pokud bude první mezimřížkový prostor roven $\Lambda/3$ a druhý $2\Lambda/3$. Pro ilustraci je na Obr. 4.12 zobrazen případ pole tří identických mřížek s dvěma stejnými mezimřížkovými vzdálenostmi odpovídajícími $\Lambda/2$.



Obr. 4.13: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou homogenních mřížek se stejnou periodou $\Lambda = 530$ nm. První mřížka má parametry $L_1 = 5$ mm, $\delta n_1 = 3 \times 10^{-4}$, druhá $L_2 = 3$ mm, $\delta n_2 = 5 \times 10^{-4}$. Mezimřížková vzdálenost $l = \Lambda/2$

Pole složené ze dvou mřížek shodné periody, ale s rozdílným L a δn vede k nesymetrickému spektru odrazivosti. Ve spektru odrazivosti se vyskytuje typická „štěrbina“ rozdělující hlavní maximum. Pořadí mřížek nemá na spektrum odrazivosti vliv, pouze na průběh skupinového zpoždění. Ani po hlubší analýze se nepodařilo definovat jednoduchou závislost tvaru spektra odrazivosti na parametrech L a δn . Příklad spektrální odezvy pole složeného ze dvou mřížek s rozdílnými parametry je znázorněn na Obr. 4.13.

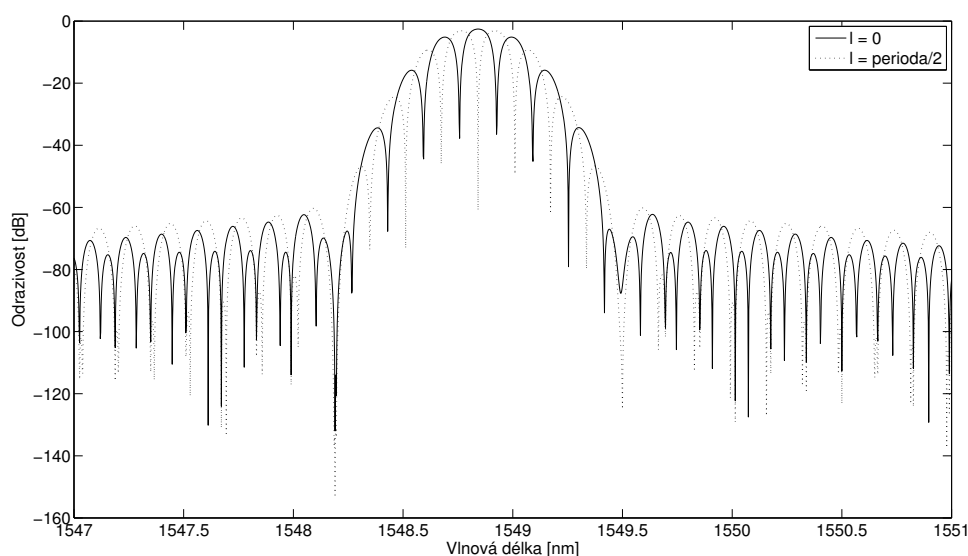


Obr. 4.14: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou homogenních mřížek s rozdílnou periodou a) $\Lambda_1 = 529,8$ nm, $\Lambda_2 = 530,2$ nm, b) $\Lambda_1 = 529,95$ nm, $\Lambda_2 = 530,05$ nm. Obě mřížky mají parametry $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$.

Další analýze byl podroben případ dvou mřížek se shodnými parametry L a δn , ale mírně odlišnou periodou. Na Obr. 4.14a) jsou spektra odrazivosti dvou mřížek s rozdílem period 0,4 nm. Z obrázku je patrné, že změna mezimřížkové vzdálenosti

l nemá příliš vliv na tvar hlavních maxim obou mřížek, výraznější změna tvaru nastává pouze u postranních laloků mezi hlavními maximy. Pokud mají mřížky výrazněji bližší periodu, začíná se mezimřížková vzdálenost intenzivněji promítat do tvaru hlavních maxim obou mřížek. Tato situace je znázorněna na Obr. 4.14b), kde je rozdíl v periodě sousedních mřížek pouze 0,1 nm. Čím větší je tedy rozestup periody jednotlivých mřížek v poli, tím menší je vliv mezimřížkové vzdálenosti na spektrální charakteristiku odrazivosti.

Poslední analýzou, kterou je vhodné zmínit, je analýza mřížkového pole složeného ze dvou čistě apodizovaných mřížek. Protože čistě apodizované mřížky jsou při pohledu na vnitřní strukturu složeny z mnoha mřížek s různými parametry L a δn , nastává při jejich sériovém seřazení k mnohým vnitřním rezonancím mezi jednotlivými úseky s rozdílnou odrazivostí. Domnívám se, že právě tyto vnitřní rezonance jsou příčinou vzniku hned několika „rozštěpení“ hlavního odrazného laloku. Změna mezimřížkové vzdálenosti má na pole složené z apodizovaných mřížek stejný vliv jako v případě mřížek homogenních, jak je možné vidět na Obr. 4.15. Při zvyšování hodnoty l dochází k synchronnímu posunu šterbin přes jednotlivé laloky. Přitom obálka charakteristiky zůstává zachována.



Obr. 4.15: Spektrum odrazivosti mřížkového pole složeného ze dvou Gaussovsky apodizovaných identických mřížek s parametry $\lambda = 530$ nm, $L = 5$ mm, $\delta n = 3 \times 10^{-4}$, $\beta = 20$

Na závěr této kapitoly bych chtěl zmínit, že je zde zobrazena a popsána pouze malá část z celkové analýzy vláknových mřížek a mřížkových polí, která byla v rámci této práce provedena. Některé z dalších analýz jsou k práci připojeny v příloze 4. Pro tuto kapitolu byly vybrány pouze charakteristiky, ze kterých jsou zřejmé některé rysy popisující fungování vláknových mřížek a mřížkových polí. Celkově je ale tato problematika komplexnější, vždy se jedná o skupinu vzájemně provázaných vstupních parametrů, které ovlivňují skupinu vzájemně provázaných výstupních vlastností. Analýzy jednotlivých vstupů byly prováděny z hlediska majoritních vlivů na vybrané výstupy. Tím bylo dosaženo znalostí potřebných k vývoji algoritmu pro syntézu parametrů složitějších vláknových mřížkových struktur.

5 Syntéza parametrů složitých vláknových difrakčních struktur

Hlavním cílem této práce je návrh metody pro určení vstupních parametrů složité vláknové difrakční struktury na základě požadovaného spektrálního průběhu odrazivosti. Tato metoda by měla sloužit k návrhu speciálních optických vláknových prvků s požadovanou odrazivostí v závislosti na vlnové délce. Primárním vstupem pro návrh takových prvků je tedy požadovaná spektrální odezva a výstupem jsou potom parametry vláknové difrakční struktury pro její výrobu. Návrh celé metody je veden tak, aby byly výstupem reálně použitelné parametry struktury. Do modelu jsou proto zavedeny omezení vyplývající z výrobních procesů mřížkových struktur.

Současně s metodou byl vyvíjen i program pro syntézu parametrů v prostředí Matlab. Tím byla v průběhu vývoje ověřena funkčnost metody a byl stanoven přesný algoritmus popisující jednotlivé fáze vedoucí k získání parametrů složité vláknové difrakční struktury. V následujících kapitolách bude popsána vyvinutá metoda, jednotlivé fáze optimalizace struktury (od prvotního určení, přes optimalizaci základních parametrů až po optimalizaci mezimřížkových prostor mřížkového pole) a program vyvíjený společně s touto metodou.

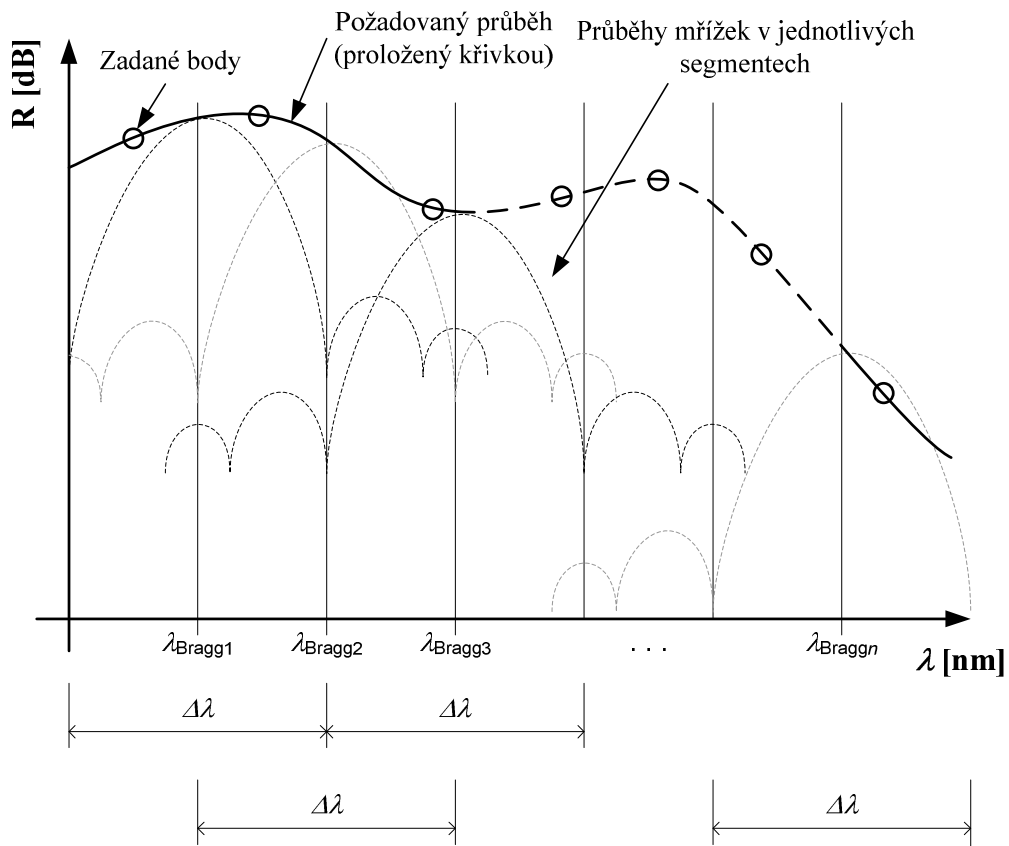
5.1 Metoda pro syntézu parametrů difrakční struktury

Metoda pro syntézu parametrů složité vláknové difrakční struktury na základě požadovaného spektrálního průběhu odrazivosti (dále jen metoda) vychází z modelu a analýzy vláknových mřížek. Základní myšlenka vedoucí k této metodě spočívá v sériovém seřazení několika homogenních vláknových mřížek tak, aby jejich spojením došlo k vytvoření komplexní struktury. Odrazivost této struktury v závislosti na vlnové délce se potom blíží zadanému průběhu.

Protože cílem metody je návrh vláknových mřížek s parametry reálnými pro následnou výrobu, byla při jejím vývoji požadována možnost zavedení omezení vyplývajících ze známých technologií výroby vláknových mřížek. Metoda využívá matematický model vláknových mřížek a mřížkových polí, popsáný v kapitole 3, se zavedením příslušných technologických omezení. Jedním omezením je diskretizace velikosti periody mřížky. Uvažovaná technologie výroby složitých vláknových difrakčních struktur předpokládá použití fázové masky. Fázové masky jsou zpravidla vyráběny pomocí elektronové litografie a následného leptání (jak je popsáno v kapitole 2.4.2). Změna periody fázové masky (potažmo vláknové mřížky) tedy nemůže být spojitá. Fázové masky jsou vyráběny s určitým krokem periody a určitou přesností. Prvním omezením metody je tedy minimální krok periody, se kterým může být fázová maska vyrobena. Dalšími omezeními jsou potom maximální celková délka výsledné struktury, minimální délka mřížkového segmentu, maximální a minimální dosažitelná změna indexu lomu.

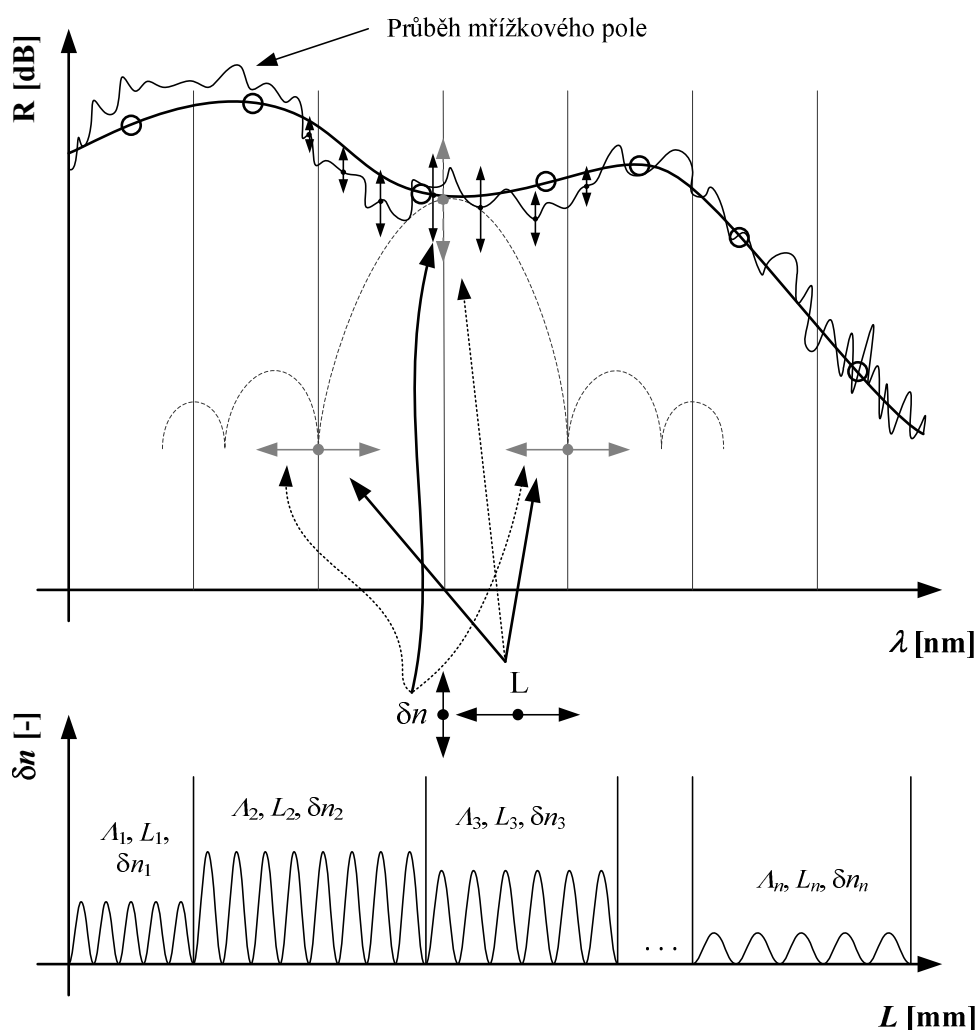
Jak bylo popsáno v kapitolách 3 a 4, parametry ovlivňující odezvu vláknových mřížek a mřížkových polí jsou vzájemně provázány a nelze je jednoduše oddělit. Při výpočtu odezvy vláknové mřížky je struktura popsána soustavou komplexních přenosových matic. Neexistuje tedy analytický tvar rovnic popisující strukturu, ale výpočet se řeší na základě numerických metod. Zpětné získání vstupních parametrů takové struktury při zadaných výstupních vlastnostech znamená vytvoření algoritmu, který na základě vhodných počátečních parametrů a jejich následné optimalizaci dosáhne požadované odezvy. Nejedná se tak o metodu zpětnou, ale o metodu přímou se zavedením zpětné vazby. U metod tohoto typu vystupují do popředí dva základní problémy - správné určení počátečních podmínek a zaručení konvergence celého algoritmu. Nevhodné počáteční podmínky mohou vést ke značnému prodloužení doby výpočtu, v horším případě i ke vzniku bezvýchodné situace znemožňující výpočet. Druhý problém nastává v případě zavedení nevhodné zpětné vazby, kdy může dojít k oscilacím výsledku kolem požadované hodnoty nebo dokonce k divergenci výsledné hodnoty. Oběma problémům byla během vývoje věnována velká pozornost a jejich řešení je popsáno níže.

Metoda vymezuje tři fáze, ve kterých probíhá syntéza parametrů. Prvním krokem je interpolace zadaných bodů na požadované spektrální charakteristice křivkou. Následuje rozdělení požadované charakteristiky na několik segmentů, jak je znázorněno na Obr. 5.1. Počet segmentů vychází se dvou parametrů – prvním z nich je uživatelem zadaná doporučená hodnota (podle kvalifikovaného odhadu, požadavku na přesnost a rychlost výpočtu), druhý parametr představuje omezení vycházející z možností při výrobě fázové masky (zadáva se jako minimální krok periody fázové masky).



Obr. 5.1: Rozdělení požadovaného průběhu na segmenty a určení parametrů mřížek v jednotlivých segmentech. (bez ohledu na odezvu celkové struktury)

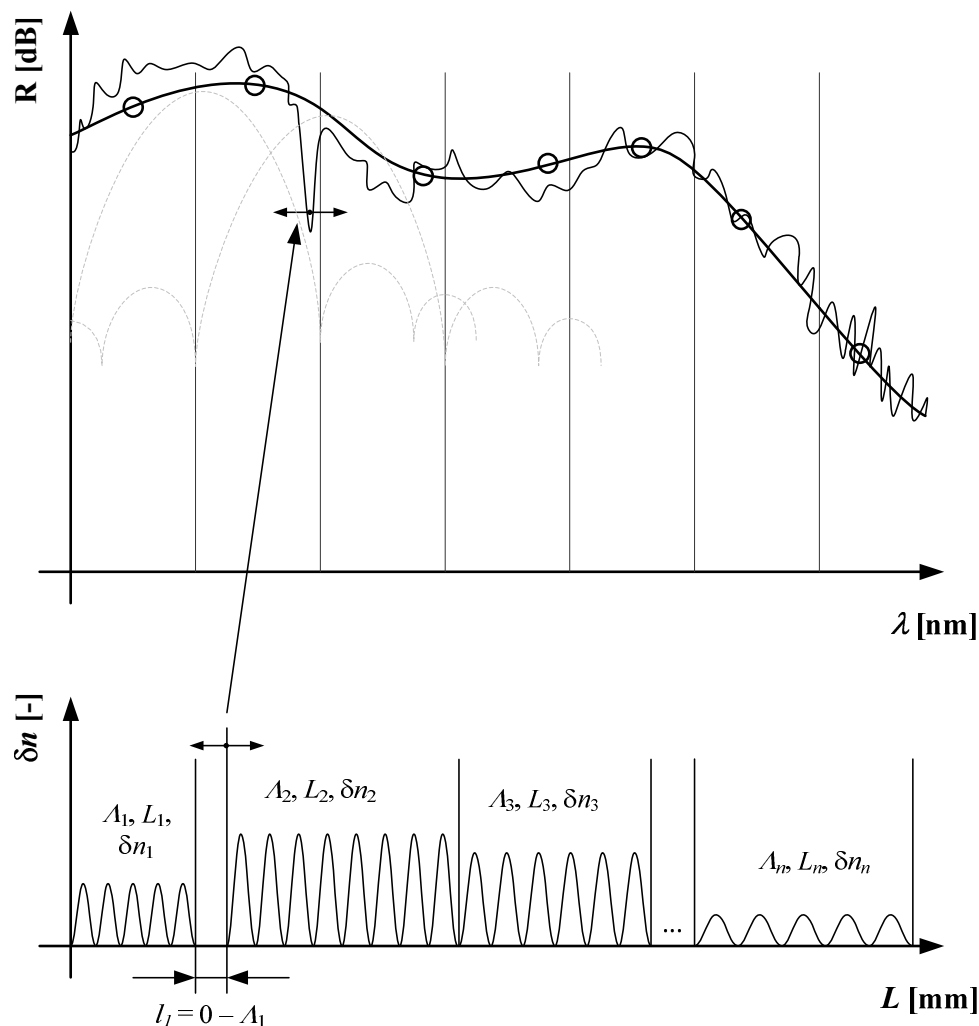
Každá ze svislých čar na Obr. 5.1 znázorňuje střed segmentu, který je vypočítán podle rovnice (2.1) pro velikost periody vycházející z možností výroby fázové masky. Na střed každého segmentu je potom umístěna homogenní vláknová mřížka, jejíž maximální odrazivost odpovídá zhruba požadované odrazivosti v daném místě. Přitom plná šířka pásma se rovná přibližně dvojnásobku šířky segmentu, jak je naznačeno na Obr. 5.1. Je tedy patrné, že v první fázi výpočtu se mřížková struktura nepočítá jako celek, ale odděleně se určují části průběhu bez ohledu na odezvu výsledného mřížkového pole. Tato fáze výpočtu je podrobněji popsána v kapitole 5.2. Vstupní parametry jednotlivých mřížek (A , L a δn) jsou využity jako počáteční hodnoty pro druhou, optimalizační, fázi.



Obr. 5.2: Optimalizace mřížkového pole změnou parametrů jednotlivých segmentů. Změnou parametrů δn a L jednotlivých segmentů se mění odezva celého pole v jeho okolí

V druhé fázi jsou mřížky jednotlivých segmentů spojeny do jednoho celku, mřížkového pole. Složením mřížek dochází ke vzniku odezvy, která při správně nastavených parametrech jednotlivých segmentů přibližně kopíruje tvar požadovaného průběhu. Dále se postupně provádí optimalizace mřížek v jednotlivých segmentech a sleduje změna odezvy celého mřížkového pole, jak je naznačeno na Obr. 5.2. Pomocí vážené metody nejmenších čtverců je následně určeno optimum, kdy je odchylka

vypočítaného průběhu odrazivosti co možná nejmenší od požadovaného. Druhá fáze je podrobněji popsána v kapitole 5.3.



Obr. 5.3: Optimalizace odezvy mřížkového pole změnou délky mezimřížkových prostor, vlivem fázového skoku dochází ke vzniku „štěrbiny“ ve spektru odrazivosti

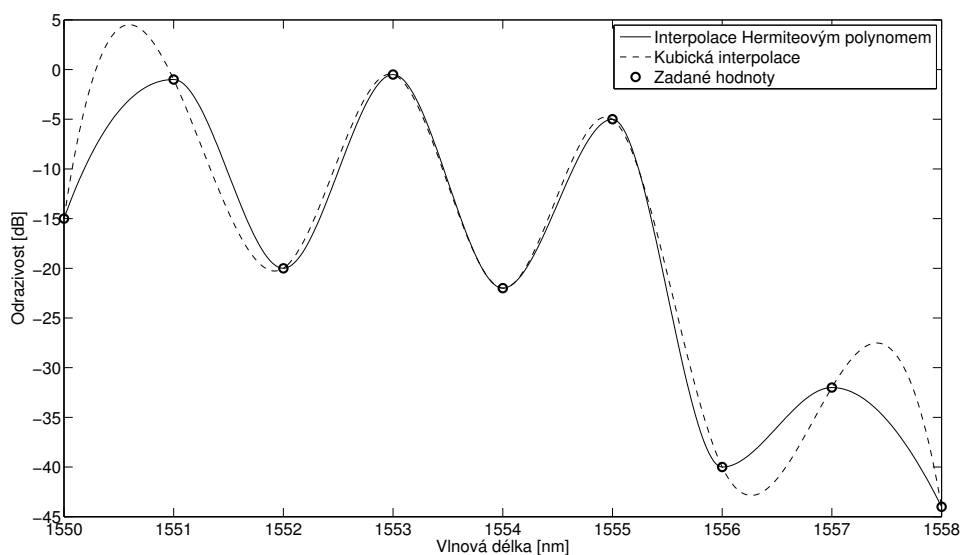
Poslední, třetí, fáze představuje optimalizaci mezimřížkových prostor. Jak bylo popsáno v kapitole 4.4, změnou vzdálenosti sousedních mřížek v rozsahu $0 - \Lambda$ dochází ke změně mezimřížkových rezonancí a tím ke změně spektrální odezvy. V některých případech tak může dojít vlivem změny mezimřížkových prostor k přiblížení odezvy vypočítané struktury k odezvě požadované. Podrobnější popis třetí fáze je uveden v kapitole 5.4.

Aplikace metody má však i svoje omezení. Protože vlivem vnitřních rezonancí mezi sousedními mřížkami vždy dochází ke „zvrásnění“ průběhu odrazivosti, není prakticky možné dosáhnout výsledků s přesností vyšší než jednotky procent. V některých částech vypočítané charakteristiky zpravidla dochází k nárůstu chyby až na několik desítek procent. Právě z důvodu rezonancí uvnitř struktury není možné dosáhnout přesnějších výsledků a tento jev se stává limitujícím pro zmíněnou metodu. Druhé omezení spočívá v možnostech definování struktury při velkém rozsahu hodnot odrazivosti zadaného průběhu. Pokud je odstup odrazivosti jednotlivých částí průběhu

příliš velký, nastává situace, že je tato část charakteristiky pod úrovní šumu oproti sousedním úsekům. V takovém případě je část průběhu s nízkou odrazivostí zahlcena šumem okolních segmentů a není prakticky možné měnit tvar charakteristiky změnou parametrů v příslušejícím segmentu. I přes tato omezení je možné velmi dobře navrhovat vláknové difrakční struktury na základě požadovaného průběhu odrazivosti a technologických možností pro jejich výrobu.

5.2 Prvotní určení parametrů (1. fáze)

Prvotní určení vstupních parametrů, tedy parametrů výchozích mřížek v jednotlivých segmentech, je jedním z prvních kroků při syntéze parametrů složitých difrakčních vláknových struktur. Hlavním vstupem pro tuto fázi je několik uživatelem zadaných souřadnic $[\lambda, A_R]$, které vymezují tvar požadovaného spektrálního průběhu odrazivosti hledané mřížkové struktury. Tyto hodnoty jsou následně v zadaném rozsahu proloženy křivkou. Proložení je provedeno po částech kubickým Hermiteovým polynomem (pozn. tato interpolace je zahrnuta ve vývojovém prostředí Matlab, volá se příkazem *pchip*). Významnou vlastností této interpolační metody je, že lokální maxima a minima jsou vymezeny zadanými body. Na rozdíl od klasické kubické interpolace zde nedochází k nežádoucímu překročení zadaných y -hodnot v proložené křivce. Protože požadovaná odrazivost je zadávána v dB, mohlo by v případě klasické kubické interpolace docházet v okolí hodnot blízkých 0 dB k překročení rozsahu ($A_R = 0$ dB = 100% odrazivost = maximum) a tím znehodnocení vstupních dat, jak je naznačeno na Obr. 5.4.



Obr. 5.4: Proložení zadaných hodnot s použitím kubické interpolace a interpolace po částech kubickým Hermiteovým polynomem

Po provedení interpolace je vyšetřovaná oblast rozdělena na segmenty, jak je naznačeno na Obr. 5.5. Rozdělení probíhá na základě zadaného doporučeného počtu segmentů S a omezení vyplývajících z přesnosti fázové masky určené pro výrobu vláknové difrakční struktury. Nejprve je určen rozsah možných period mřížek podle vzorce:

$$\langle A_{\min}, A_{\max} \rangle = \left\langle \frac{\lambda_{\min}}{2n_{\text{eff}}}, \frac{\lambda_{\max}}{2n_{\text{eff}}} \right\rangle, \quad (5.1)$$

kde A_{\min} a A_{\max} jsou minimální a maximální hodnoty periody pro odpovídající vlnové délky λ_{\min} , λ_{\max} a n_{eff} je efektivní vidový index vlákna. Z tohoto rozsahu je pak určen maximální dosažitelný počet segmentů S_{\max} :

$$S_{\max} = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{\Delta A_m}, \quad (5.2)$$

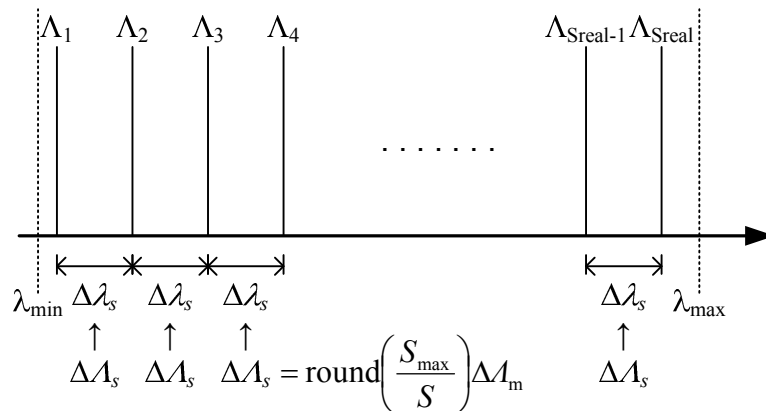
kde ΔA_m je roven minimálnímu možnému kroku mřížky vycházející z možností technologie fázové masky a může být popsán jako $\Delta A_m = \frac{\Delta A_{pm}}{2} = \frac{A_{i+1} - A_i}{2}$. Přitom krok fázové masky ΔA_{pm} je definován jako rozdíl minimálních dosažitelných sousedních diskretních hodnot periody fázové masky. Pokud je hodnota S_{\max} menší než uživatelem zadaný doporučený počet segmentů S , skutečný počet segmentů $S_{\text{real}} = S_{\max}$. V opačném případě je skutečný počet segmentů S_{real} dán vztahem:

$$S_{\text{real}} = \text{round} \left[\frac{S_{\max}}{\text{round} \left(\frac{S_{\max}}{S} \right)} \right]. \quad (5.3)$$

Následně je možné vypočítat mřížkovou periodu v i -tém segmentu (pro $i = 1, 2, \dots, S_{\text{real}}$) podle:

$$A_i = \text{ceil} \left(\frac{A_{\min}}{\Delta A_m} \right) \Delta A_m + \text{round} \left(\frac{S_{\max}}{S} \right) (i-1) \Delta A_m, \quad (5.4)$$

kde A_{\min} je minimální hodnota periody určená za vztahu (5.1), ΔA_m je minimální krok mřížky, S je uživatelem zadaný doporučený počet segmentů a S_{\max} je maximální počet segmentů podle vztahu (5.2). Funkce **round** a **ceil** představují zaokrouhlení na celé číslo a zaokrouhlení na celé číslo směrem nahoru.



Obr. 5.5: Rozdělení vyšetřovaného rozsahu na segmenty a určení hodnoty periody A v každém segmentu

Tímto je určen počet skutečných segmentů, S_{real} , který určuje počet jednotlivých homogenních mřížkových úseků hledané difrakční struktury. Dále je v tomto okamžiku také známa jedna série parametrů, soubor period Λ_i v jednotlivých segmentech. Určení počtu segmentů a příslušných mřížkových period je naznačeno na Obr. 5.5. Periody Λ_i jsou již v tomto okamžiku výsledné, při dalších matematických operacích nebudou dále měněny.

Každý homogenní mřížkový segment musí být určen třemi parametry – periodou Λ_i (již známa), změnou indexu lomu δn_i a délkou segmentu L_i . Pro prvotní určení průběhu celé mřížkové struktury je proto zapotřebí stanovit ještě hodnoty L_i a δn_i . Velice hrubé určení těchto hodnot je možné pomocí jednoduché analýzy základních mřížkových parametrů na základě rovnic [36],[56]:

$$R_{\text{max}} = \tanh^2 \left[\frac{L \pi \delta n (1 - V^{-2})}{\lambda_{\text{Bragg}}} \right], \quad (5.5)$$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}^2}{\pi n_{\text{eff}} L} \sqrt{\left[\frac{L \pi \delta n (1 - V^{-2})}{\lambda_{\text{Bragg}}} \right]^2 + \pi^2}. \quad (5.6)$$

kde R_{max} je maximální odrazivost mřížky (nabývá hodnot 0-1), $\Delta \lambda$ je plná šířka pásma mřížky (mezi nulovými body), L je délka mřížky, δn je změna indexu lomu, V je V -parametr vlákna, λ_{Bragg} je Braggova rezonanční vlnová délka a n_{eff} je efektivní vidový index mřížky. Algebraickou manipulací a kombinací rovnic (5.5), (5.6) lze vyjádřit proměnné L a δn :

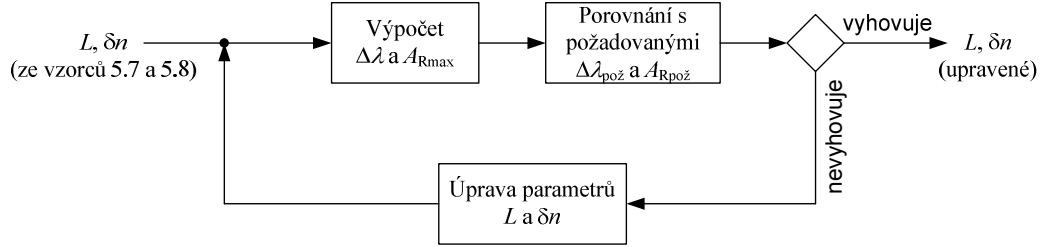
$$L = \frac{\text{arctanh}^2(\sqrt{R_{\text{max}}}) + \pi^2}{\left(\frac{\Delta \lambda \pi n_{\text{eff}}}{\lambda_{\text{Bragg}}^2} \right)^2}, \quad (5.7)$$

$$\delta n = \frac{\lambda_{\text{Bragg}} \text{arctanh}(\sqrt{R_{\text{max}}})}{L \pi (1 - V^{-2})}. \quad (5.8)$$

Určení hodnot L a δn tímto způsobem však není příliš přesné, a to hlavně z jednoho důvodu. Výpočet obou parametrů je závislý na efektivním vidovém indexu mřížky n_{eff} a Braggově rezonanční vlnové délce λ_{Bragg} . Protože parametry jednotlivých segmentů vychází z periody Λ , λ_{Bragg} je dopočítávána na základě vzorce (2.1). Tím se rovnice (5.7) a (5.8) stávají závislé na hledaném parametru δn , protože efektivní index mřížky n_{eff} vychází z průměrného indexu lomu jádra vlákna, tedy v místě mřížky ze součtu $n_c + \delta n_{\text{avg}}$. Tuto závislost bohužel nelze odstranit algebraickou manipulací. Do vzorců (5.7) a (5.8) je tak za proměnnou n_{eff} dosazen známý efektivní index vlákna a hodnoty L_i a δn_i mřížek v jednotlivých segmentech je nutné dále pomocí numerických metod upřesnit.

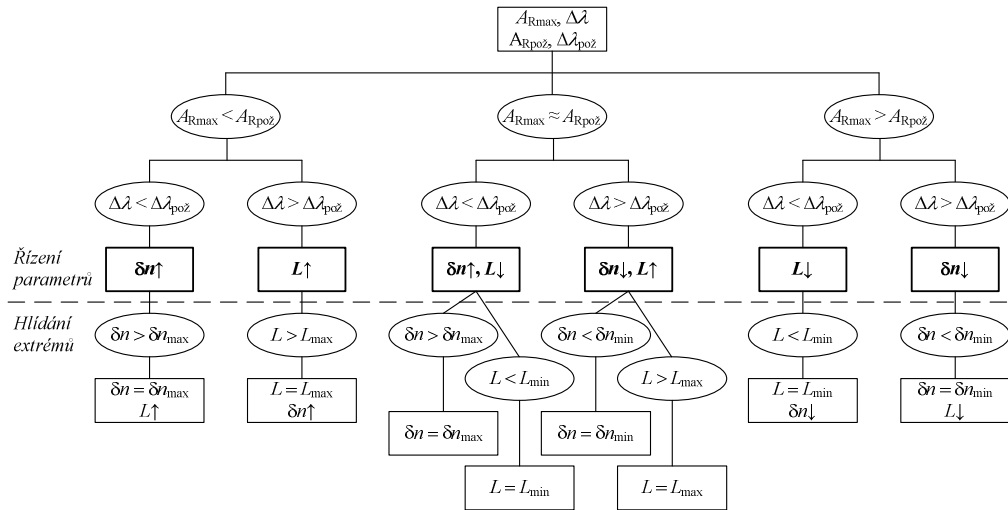
Upřesnění parametrů L a δn následně probíhá opakovanou simulací odezvy mřížky se zavedením zpětné vazby. Jako vstupní hodnoty jsou použity parametry L_i a δn_i získané výpočtem ze vzorců (5.7) a (5.8). Na základě těchto hodnot je vypočtena spektrální charakteristika odrazivosti. K výpočtu spektrální charakteristiky odrazivosti je využito modelu popsaného v kapitole 3. Ze spektrální charakteristiky odrazivosti jsou

určeny vlastnosti $\Delta\lambda$ a $A_{R\max}$, které jsou porovnány s požadovanými hodnotami pro daný segment. V případě, že vypočtené a požadované hodnoty $\Delta\lambda$ a $A_{R\max}$ neleží v určeném poli tolerance, dochází k úpravě vstupních parametrů δn a L a celý proces se opakuje, jak je naznačeno na Obr. 5.6.



Obr. 5.6: Výpočet parametrů L_i a δn_i pro mřížky v jednotlivých segmentech

Úprava vstupních parametrů δn a L probíhá cíleně. Způsob, jakým se v takovém případě mají parametry δn a L měnit, byl vyvinut na základě znalostí a poznatků získaných při analýze a chování vláknových mřížek a mřížkových polí (viz. kapitola 4). Změna parametrů δn a L vychází z vypočítaných a požadovaných hodnot šířky pásma a odrazivosti mřížky v daném segmentu. Pokud by požadované hodnoty těchto parametrů byly označeny jako A_{Rpoz} a $\Delta\lambda_{poz}$ a vypočtené hodnoty A_{Rmax} a $\Delta\lambda$, potom by změna parametrů δn a L pro další iteraci vycházela z diagramu vyobrazeného na Obr. 5.7.

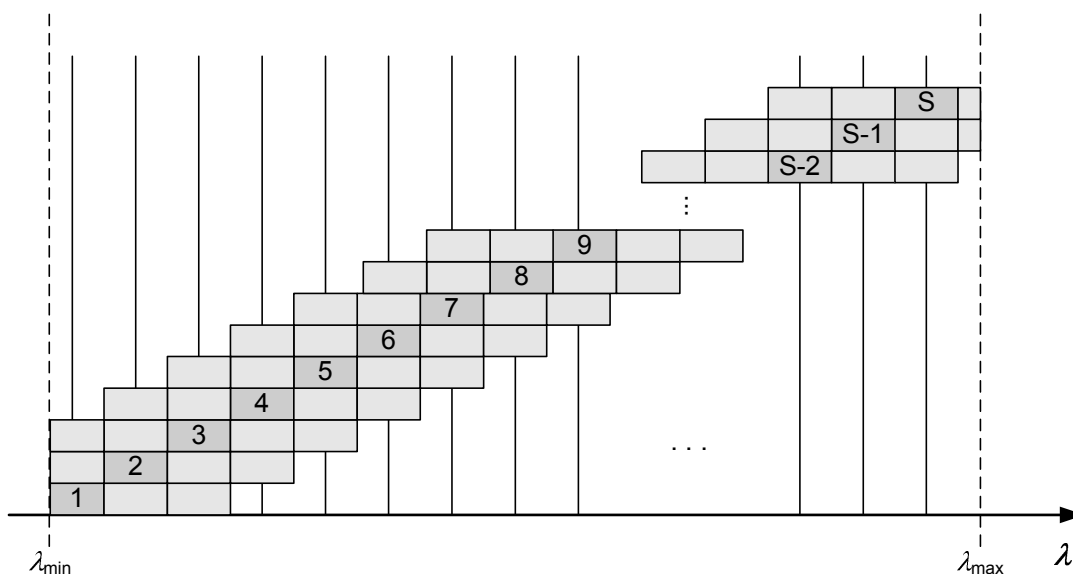


Obr. 5.7: Diagram popisující způsob změny parametrů L a δn v závislosti na vypočtených hodnotách A_{Rmax} , $\Delta\lambda$ a požadovaných hodnotách A_{Rpoz} , $\Delta\lambda_{poz}$.

Protože hodnoty δn a L mohou nabývat pouze konečných hodnot, je nezbytné již v této části zavést omezení v podobě minim a maxim těchto hodnot, jak je naznačeno na Obr. 5.7. V případě dosažení extrému jednoho z parametrů L nebo δn je primárním cílem vyrovnání požadovaných odrazivostí, vyrovnání požadované šířky pásma je až druhořadé dle následujících možností. V případě, že oba parametry dosáhnou extrémů, zamezí se v přechodu do další iterace a parametry jsou pro daný segment považovány za konečné v této fázi. Ve chvíli, kdy jsou tímto způsobem nalezeny parametry L_i a δn_i pro všechny segmenty, dochází k ukončení první fáze a přechází se do fáze další, optimalizační.

5.3 Optimalizace základních parametrů mřížkového pole (2. fáze)

Druhá fáze představuje optimalizaci základních parametrů složité vláknové difrakční struktury, která byla vytvořena v první fázi. V principu tato fáze probíhá opět na základě přímého výpočtu se zavedením zpětné vazby, ale na rozdíl od předchozí fáze již nejsou rozhodující výstupní vlastnosti jednotlivých mřížek, ale výstupní vlastnosti celé struktury. Dosavadní výpočty parametrů A_i , L_i a δn_i sloužily pouze pro určení počátečních podmínek pro přicházející optimalizaci celé struktury.



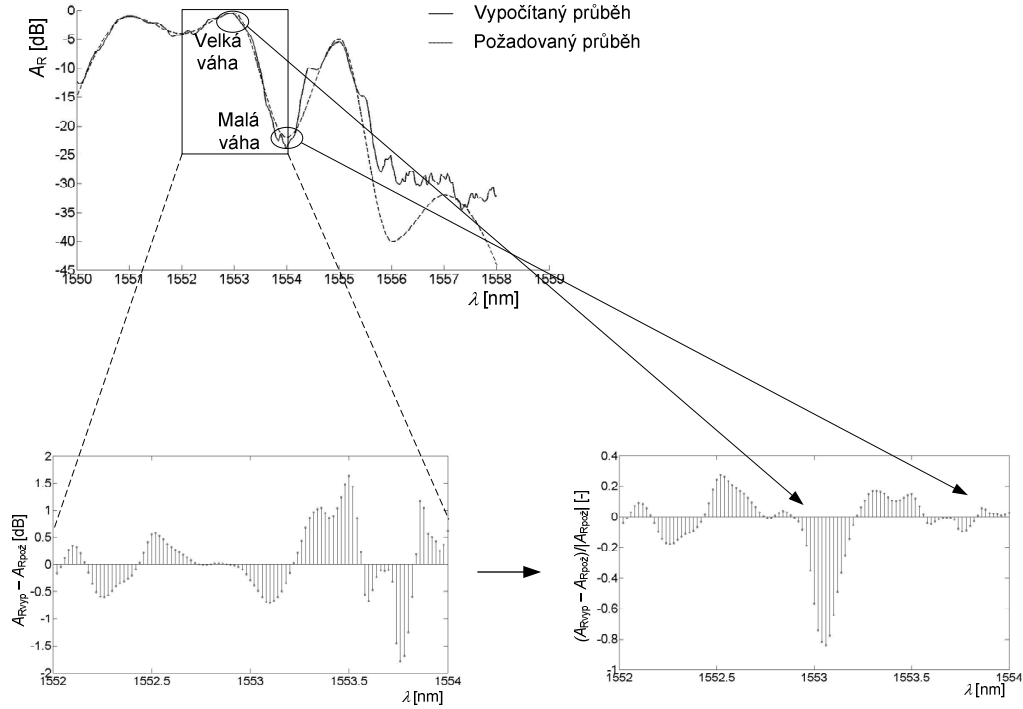
Obr. 5.8: Určení optimalizační oblasti pro zadaný rozsah ± 2 segmenty

Optimalizační proces probíhá iteračně, vyhodnocení parametrů se provádí na základě vážené metody nejmenších čtverců. Proces optimalizace je postupný v návaznosti na jednotlivé segmenty. Dochází tak ke změně parametrů L_i a δn_i vždy pouze v jednom segmentu a jsou sledovány změny odrazivosti celé struktury. Protože změny parametrů jednoho segmentu se projeví pouze v jeho určitém okolí, není nutné sledovat plný rozsah vlnových délek, ale pouze změny v rozsahu několika segmentů (pozn. tento rozsah je zadáván uživatelem jako optimalizační parametr), jak je naznačeno na Obr. 5.8.

V takto definovaném optimalizačním okně je následně vypočítán průběh odrazivosti celé struktury z parametrů A_i , L_i a δn_i získaných v první fázi. Vypočítaný průběh odrazivosti A_R je zpravidla v důsledku mezimřížkových rezonancí zašuměný. Při optimalizaci vypočítaného průběhu je však podstatná střední hodnota takového průběhu. Před samotným optimalizačním procesem je tedy nezbytné vypočítaný průběh vyfiltrovat. Filtrování je prováděno pomocí matematického filtru, který funguje na principu klouzavého průměru. Vypočítaný průběh po filtraci, A_{Rvyp} , je následně porovnáván s požadovaným průběhem odrazivosti, $A_{Rpož}$. Pomocí vážené metody nejmenších čtverců je pro každou diskrétní spektrální složku v optimalizačním okně vypočítána odchylka vypočtené hodnoty A_{Rvyp} od požadované $A_{Rpož}$.

Protože požadovaný průběh odrazivosti může obsahovat úseky, kde je zapotřebí počítat s maximální přesností, je vhodné při určování odchylky zavést váhu, která v daném místě zajistí větší přesnost výpočtu. Absolutní odchylka je vynásobena vahou,

která v případě uvedeném na Obr. 5.9 odpovídá velikosti $w = 1/A_{\text{Rpož}}$. Protože se sleduje pouze velikost odchylky, nikoliv polarita, je takto vážená odchylka před dalším zpracováním umocněna na druhou.

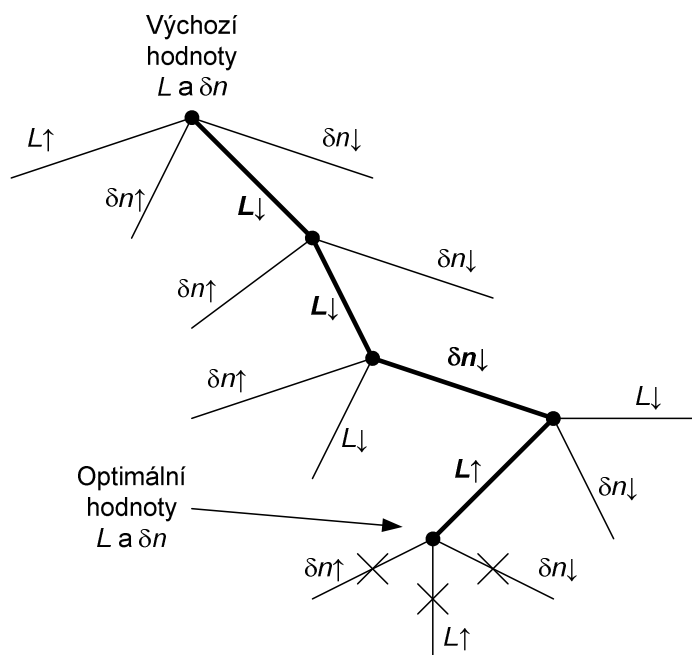


Obr. 5.9: Určení vážené odchylky z požadovaných hodnot $A_{\text{Rpož}}$ a vypočítaných hodnot A_{Rvyp}

Jak je patrné z Obr. 5.9, zavedením váhy $w = 1/A_{\text{Rpož}}$ dochází ke zvýšení vlivu chyby pro malé hodnoty A_{R} (v absolutní hodnotě). Tím je zajištěno, že v okolí oblastí s vysokou odrazivostí bude průběh počítán s větší přesností. Obecně však může být zadán libovolný průběh váhovací funkce (volitelné v programu). Z průběhu vážené odchylky je v požadovaném optimalizačním okně (viz. Obr. 5.8) vypočítána kumulativní chyba R_{\square} jako součet všech čtverců těchto odchylek:

$$R_{\square} = \sum_i \left[(A_{\text{Rvyp}i} - A_{\text{Rpož}i}) w_i \right]^2. \quad (5.9)$$

V první iteraci jsou vytvořeny všechny možné změny parametrů L_i a δn_i pro optimalizovaný segment. Z toho vyplývají čtyři možnosti - zvýšení δn ($\delta n \uparrow$), snížení δn ($\delta n \downarrow$), zvýšení L ($L \uparrow$) a snížení L ($L \downarrow$). V další iteraci jsou potom vypočítány hodnoty R_{\square} pro všechny tyto možnosti a porovnány s hodnotu $R_{\square\text{před}}$ z předchozí iterace. V případě, že v důsledku některé změny vstupního parametru došlo ke snížení hodnoty R_{\square} , je vybrána změna vedoucí k nejmenšímu R_{\square} a postup se opakuje v další iteraci. Pro další iterace již nemusí být počítána cesta vedoucí k předchozímu výsledku (např. v první iteraci byla optimální změna $L \downarrow$, není v druhé iteraci nutné počítat $L \uparrow$). Optimalizace končí ve chvíli, kdy neexistuje změna, která by vedla k dosažení nižší hodnoty R_{\square} . Způsob optimalizace parametrů je graficky znázorněn na Obr. 5.10. Při průchodu optimalizačním procesem je podobně jako v první fázi výpočtu nutné ošetřit překročení povolených maxim a minim vstupních parametrů.



Obr. 5.10: Příklad nalezení optimálních hodnot parametrů L a δn v prvním segmentu. Kriterium pro výběr možnosti je minimální hodnota R_{\square} .

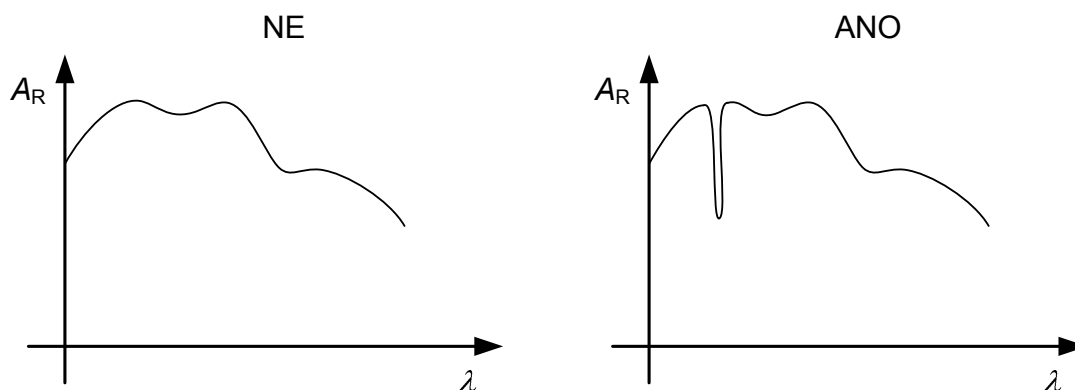
Tímto způsobem jsou postupně určeny optimální hodnoty parametrů δn a L ve všech segmentech. V případě potřeby je možné průchod celým optimalizačním procesem opakovat. Pokud se druhou fází prochází vícekrát, dochází k postupnému zvětšování optimalizačního okna až na požadovanou velikost. Tím je zaručena lepší konvergence vypočítaného průběhu. Pokud by např. byla velikost optimalizačního okna nastavena na ± 2 segmenty a dva průchody optimalizačním cyklem, při prvním průchodu by byla velikost okna ± 1 segment, při druhém průchodu ± 2 segmenty.

Experimentálně bylo ověřeno, že jsou postačující 1-2 průchody optimalizačním procesem. Více průchodů již vede pouze k nepatrné změně parametrů a další průchod optimalizačním cyklem je tedy zbytečný. Ve většině případů je po ukončení druhé fáze již definice mřížkové struktury dostatečná. Přesto je ještě možné pokračovat do třetí fáze výpočtu, optimalizace mezimřížkových prostor.

5.4 Optimalizace mezimřížkových prostor (3. fáze)

Třetí, a poslední, fázi při syntéze parametrů složité vláknové difrakční struktury je optimalizace mezimřížkových prostor. Tato fáze je však užitečná pouze v některých případech. Ve většině případů již nedochází ke zlepšení parametrů struktury a aplikace třetí fáze tak pouze prodlužuje čas výpočtu. Tuto fázi je možné zapínat volitelně, na základě kvalifikovaného odhadu požadovaného průběhu odrazivosti. Případy, kdy třetí fáze vede k významnějšímu zlepšení výsledných vlastností struktury, lze definovat výskytem „štěrbiny“ v požadované spektrální charakteristice odrazivosti. Pojmem „štěrbina“ se rozumí úzký lokální propad odrazivosti, jak je naznačeno na Obr. 5.11.

Vhodné optimalizovat mezimřížkové prostory:



Obr. 5.11: Příklady průběhů požadované odrazivosti, kdy je a není vhodná optimalizace mezimřížkových prostor

Optimalizace mezimřížkových prostor probíhá tak, že mezi sousední mřížky v poli se postupně vkládají mezery l_i v rozsahu $0 - \lambda_i$ a pozoruje se změna hodnoty R_{\square} . V případě, že vlivem zavedení mezery l_i dojde ke snížení sumy čtverců odchylek R_{\square} , zavede se tato mezimřížková mezera do parametrů výsledné struktury. Výpočet se provádí postupně pro rozhraní všech mřížek v poli. Pokud je tedy v poli S mřížek (segmentů), bude výsledkem této optimalizace $S-1$ hodnot mezimřížkových vzdáleností. Princip změny mezimřížkových vzdáleností a přibližný vliv na změnu odrazivosti celé mřížkové struktury jsou ilustrativně znázorněny na Obr. 5.3. Po dokončení této fáze je syntéza parametrů výsledné složité difrakční vláknové struktury kompletní, tedy celá struktura je dostatečně popsána z hlediska parametrů pro její výrobu.

5.5 Parametry a popis programu

Současně s metodou byl vyvinut program pro syntézu parametrů složité difrakční vláknové struktury na základě požadovaného průběhu odrazivosti. Program byl vytvořen ve vývojovém prostředí Matlab a vznikl hlavně z důvodu ověření správné funkce metody. V některých částech programu jsou použity moduly, které byly vytvořeny v rámci modelování vláknových mřížek (viz. kapitola 3) nebo byly na jejich základě napsány moduly nové.

Parametry vstupující do programu lze rozdělit do několika skupin. První skupinu tvoří parametry popisující vlastnosti vlákna, které je uvažováno pro návrh struktury. Další skupinu tvoří parametry vymezující technologické možnosti pro výrobu výsledné difrakční struktury. Hlavním účelem této skupiny parametrů je vymezení rozsahu hledaných vstupních parametrů tak, aby z programu vystupovaly reálné hodnoty. Bez těchto omezení by celý model difrakční struktury postrádal smysl, protože parametry hledané struktury by mohly nabývat hodnot, které by se vymykalý výrobním možností. Třetí skupina parametrů představuje uživatelem zadané parametry pro výpočet a optimalizaci. Tyto parametry slouží k definici konstant souvisejících především s optimalizačními procesy a mají přímý vliv na rychlost a přesnost výpočtu. Poslední skupina parametrů definuje požadovanou výstupní závislost odrazivosti na

vlnové délce, na základě které jsou potom určovány hledané vstupní parametry výsledné mřížkové struktury. Všechny parametry vstupující do programu a požadované výstupní charakteristiky jsou popsány v následujícím přehledu:

Parametry použitého vlákna

- d [μm] – průměr jádra vlákna
- n_c [-] – index lomu jádra vlákna
- n_{cl} [-] – index lomu pláště vlákna
- α [dB/km] – měrný útlum vlákna

Omezení parametrů plynoucích z technologie výroby

- ΔA_{PM} [nm] – minimální rozestup velikosti sousedních period fázové masky. Parametr vychází z technologie výroby fázové masky, v případě výroby masky elektronovou litografií je dán rozlišením elektronového litografu
- L_{max} [mm] – maximální povolená délka výsledné difrakční struktury
- L_{Smin} [μm] – nejmenší možná délka segmentu mřížky. Parametr zamezuje tvorbě segmentů s nereálně krátkou délkou, bez tohoto parametru by byl umožněn vznik segmentů např. kratších než jedna mřížková perioda
- δn_{max} [-] – maximální dosažitelná změna indexu lomu ve vlákně. Parametr závisí na typu vlákna a případné technice zvyšování fotocitlivosti (viz. kapitola 2.2)
- δn_{min} [-] – minimální povolená změna indexu lomu ve vlákně. Parametr zamezuje tvorbě úseků s nedosažitelně malou změnou indexu lomu. Minimální změna indexu lomu závisí na typu vlákna, intenzitě použitého laseru a času expozice.

Parametry výpočtu a optimalizace

- S [-] – doporučený počet segmentů. Parametr určuje, kolik přibližně segmentů by měla výsledná struktura mít. Skutečný počet segmentů, S_{real} , je určen na základě doporučeného počtu segmentů S a maximálního možného počtu segmentů S_{max} vyplývajícího z omezení technologie výroby.
- O_A [%] – rozšíření analyzované oblasti. V průběhu výpočtu je v některých případech zapotřebí rozšířit analyzovanou oblast z důvodu interních početních procesů. Tento parametr nemá vliv na výsledek ani jeho přesnost, ale v některých případech je nutný proto, aby bylo výpočet možné provést. S rozšiřováním analyzované oblasti se mírně prodlužuje čas výpočtu. Ve většině případů stačí rozšíření oblasti o 10%.
- n [-] – rozlišení X osy při interpolaci zadaných souřadnic [λ , A_R]. Hodnota n určuje počet vzorků na 1 nm vlnové délky. Vyšší hodnota n znamená vyšší přesnost výpočtu, ale zároveň úměrné prodloužení doby výpočtu.
- RO [segment] – rozsah optimalizační oblasti v druhé a třetí fázi výpočtu. Určuje, kolik segmentů bude na každou stranu přidáno k základnímu

segmentu, kde probíhá optimalizace parametrů (např. $RO = 2$ znamená základní segment plus 2 segmenty napravo a 2 segmenty nalevo, tedy rozsah celé optimalizační oblasti bude 5 segmentů – viz. Obr. 5.8)

- KO [%] – krok optimalizace parametrů v druhé fázi. Parametr určuje výchozí procentuelní změnu parametrů L a δn při jejich optimalizaci v průběhu druhé fáze výpočtu. Menší krok znamená vyšší přesnost, ale výrazné prodloužení doby výpočtu.
- N_{opak} [-] – počet opakování celého optimalizačního cyklu druhé fáze. Určuje, kolikrát proběhne druhá optimalizační fáze parametrů. Opakováním druhé fáze zpravidla dochází ke snížení průměrné odchylky vypočítané odezvy od požadované. Zvyšování tohoto parametru výrazně prodlužuje dobu výpočtu, zpravidla postačí 1-2 průchody pro dosažení nejlepšího poměru přesnosti a početního času.
- P_{optFS} [true/false] – zapnout/vypnout třetí optimalizační fázi. Přepínač pro zapnutí/vypnutí třetí optimalizační fáze, tedy optimalizace mezimřížkových prostor. Hodnota *true* – zapnuto, *false* – vypnuto.
- N_{vFS} [-] – počet vzorků l , které mají být odebrány z rozsahu 0- A . Parametr určuje, pro kolik hodnot mezimřížkové vzdálenosti l má probíhat třetí optimalizační fáze (pro každý segment). Vyšší hodnota znamená vyšší přesnost, ale delší dobu výpočtu
- $Vahovani$ [-] – určuje, jaká váhovací funkce bude použita. Jsou možné dvě přednastavené funkce nebo je možné pomocí parametrů W_X a W_Y zadat vlastní funkce. Proměnná $Vahovani$ může nabývat hodnot:
 - $0 - w = 1$
 - $1 - w = 1/A_{\text{Rpož}}$
 - $2 - w$ definovaná průběhem zadaným vektory W_X a W_Y
- W_X [nm] – X souřadnice váhovací funkce. Je to příslušná souřadnice vlnové délky, všechny hodnoty musí ležet uvnitř intervalu daného proměnnou λ
- W_Y [-] – Y souřadnice váhovací funkce. Délka vektoru je shodná s vektorem W_X , všechny hodnoty vah musí být větší než 0. Čím vyšší váha, tím je kladen větší důraz na přesnost výpočtu v dané oblasti

Definice požadované spektrální odezvy

- λ [nm] – vektor hodnot vlnové délky požadovaného průběhu odrazivosti (hodnoty souřadnic X osy)
- A_R [dB] – vektor hodnot odrazivosti (hodnoty souřadnic Y osy) pro příslušné hodnoty vlnové délky λ . Délka vektorů λ a A_R musí být shodná, souhlasné pozice hodnot vektorů λ , A_R tvoří X , Y souřadnice požadované závislosti A_R na λ .

Hledané vstupní parametry (parametry popisující výslednou mřížkovou strukturu)

- A v jednotlivých segmentech [nm] – znázornění průběhu periody v závislosti na pořadí segmentu ve struktuře (profil chirpu). Počet hodnot je roven počtu segmentů.
- δn v jednotlivých segmentech [-] – znázornění průběhu změny indexu lomu v závislosti na pořadí segmentu ve struktuře (apodizační profil). Počet hodnot je roven počtu segmentů.
- L v jednotlivých segmentech [mm] – délka jednotlivých segmentů v závislosti na jejich pořadí. Počet hodnot je roven počtu segmentů.
- l mezi jednotlivými segmenty [nm] – délka volného prostředí mezi mřížkami sousedních segmentů. Počet hodnot je roven počtu segmentů mínus jedna.

Výstupní vlastnosti (grafické znázornění vypočtených charakteristik dle zadaného spektrálního průběhu odrazivosti)

- Průběhy A_R na λ – grafické znázornění zadaných hodnot, interpolované křivky, vypočteného průběhu a vypočteného průběhu po filtrování šumu.
- Průběh chyby výpočtu na λ – grafické znázornění relativní chyby vypočítaného a požadovaného průběhu odrazivosti

Vývojový diagram a zdrojový kód programu je uveden v příloze 5 a ukázky výpočtu vybraných průběhů jsou uvedeny v příloze 6. Po načtení se vstupní hodnoty převedou na základní násobky jednotek. Zadané souřadnice požadovaného průběhu odrazivosti jsou interpolovány křivkou na základě interpolace po částech kubickým Hermiteovým polynomem. Následně jsou vypočítány koeficienty k_p a k_l průběhu $n_{\text{eff}}(\lambda, n_g)$, v celém programu je uvažována vlnovodová disperze (druh disperze není volitelný). Na základě parametrů S a ΔA_{PM} je podle (5.3) vypočítán předpokládaný skutečný počet segmentů S_{real} a hodnoty periody pro segmenty 1, 2, ..., S_{real} podle (5.4). V tomto okamžiku je tedy známý počet segmentů a hodnoty mřížkových period A v těchto segmentech.

Následuje určení parametrů L a δn mřížek pro každý segment. Prvotní určení parametrů L a δn se provádí ze vzorců (5.7) a (5.8). Pro dosazení do vzorců je však nejprve nutné určit hodnoty $A_{R\text{pož}}$ a $\Delta\lambda_{\text{pož}}$, od kterých se výpočet parametrů L a δn bude odvíjet. Protože neexistuje jednoznačné stanovisko, jaká by měla být šířka pásma a odrazivost samostatných segmentových mřížek, bylo nutné experimentálně vyzkoušet, jaké parametry by měly mít základní stavební prvky struktury. Tyto parametry vyplynuly z mnoha provedených analýz vláknových mřížek a mřížkových polí (viz. kapitola 4). Experimentálně bylo zjištěno, že nejlepšího přiblížení k požadovanému průběhu odrazivosti celé struktury je dosaženo v případě, kdy základní stavební prvky (jednotlivé mřížky) mají následující parametry:

- $A_{Rmax} \approx 80\% A_{Rpož}$ (tzn. odrazivost mřížky na Braggově rezonanční vlnové délce odpovídá zhruba 80% z požadované odrazivosti v tomto místě)
- $\Delta\lambda \approx 2 \times \text{šířka segmentu}$ (tzn. hlavní maximum mřížky je zhruba přes dva segmenty)
- $L_{Smax} \approx 2 \times L_{max} / S$ (tzn. maximální délka segmentu je rovna dvojnásobku rovnoměrně rozdělené maximální délky)
- $\delta n_{Smax} \approx 90\% \delta n_{max}$ (tzn. maximální dosažitelná δn v každém segmentu je omezena na 90% maximální δn dosažitelné ve vlákne)

Po definování vlastností A_{Rmax} a $\Delta\lambda$ tímto způsobem jsou vypočteny prvotní hodnoty L a δn v daném segmentu. Protože takto získané parametry jsou velice „hrubé“, následuje jejich upřesnění. Upřesnění je provedeno dosazením získaných parametrů A , L a δn do modulu pro výpočet homogenní vláknové mřížky. Tento modul byl účelově poskládán z dílčích modulů popsanych v kapitole 3. Z vypočtené spektrální charakteristiky homogenní vláknové mřížky s parametry A , L a δn jsou odečteny parametry A_{Rmax} a $\Delta\lambda$. Upřesnění parametrů probíhá iteračně, kdy jsou v cyklu postupně měněny hodnoty L a δn způsobem naznačeným na Obr. 5.7. Proces upřesnění parametrů L a δn končí v případě, že výstupní vlastnosti A_{Rmax} a $\Delta\lambda$ leží v tolerančním poli $\pm 5\%$ od požadovaných hodnot $A_{Rpož}$ a $\Delta\lambda_{pož}$ nebo oba parametry L a δn dosáhnou svého extrému (maxima nebo minima) nebo A_{Rmax} leží v tolerančním poli a zároveň příslušný parametr (L nebo δn) vedoucí ke změně $\Delta\lambda$ k požadované hodnotě $\Delta\lambda_{pož}$ dosáhl svého extrému. Tímto končí první fáze výpočtu a program plynule přechází do fáze druhé.

Maximální délka segmentu je v první fázi omezena na dvojnásobek délky segmentu při rovnoměrném rozdělení maximální délky struktury. Toto poměrně výrazné překročení délky připadající na každý segment je možné z důvodu, že mřížky v některých segmentech nedosáhnou ani délky připadající na segment, jiné mřížky naopak tento limit překročí. V průměru však zpravidla součet délek všech mřížek nepřesahuje L_{max} . Pokud by přesto došlo k překročení L_{max} , jsou všechny mřížky poměrně zkráceny tak, aby jejich součet dosáhl L_{max} . Uživateli je v takovém případě na displej vypsáno varování, že došlo ke zkrácení mřížek na XX procent jejich původní délky. Maximální změna indexu lomu v segmentech je omezena na 90% maximální dosažitelné změny indexu lomu ve vlákne z důvodu, aby existovala 10% rezerva pro manipulaci s tímto parametrem v druhé, optimalizační, fázi.

Popsaným způsobem jsou vypočítány parametry L a δn ve všech segmentech. Tyto parametry slouží jako počáteční hodnoty vstupující do druhé fáze výpočtu, optimalizačního algoritmu celé mřížkové struktury. V druhé fázi výpočtu již nejsou uvažovány mřížky v jednotlivých segmentech jako samostatné prvky, ale jako součást složité mřížkové struktury. V počátku druhé fáze je třeba určit globálně platné parametry optimalizace pro tuto fázi. Jsou to především Braggovy rezonanční vlnové délky jednotlivých základních prvků (mřížek), optimalizační okna a výchozí průběh odrazivosti počátečního mřížkového pole s parametry získanými v první fázi.

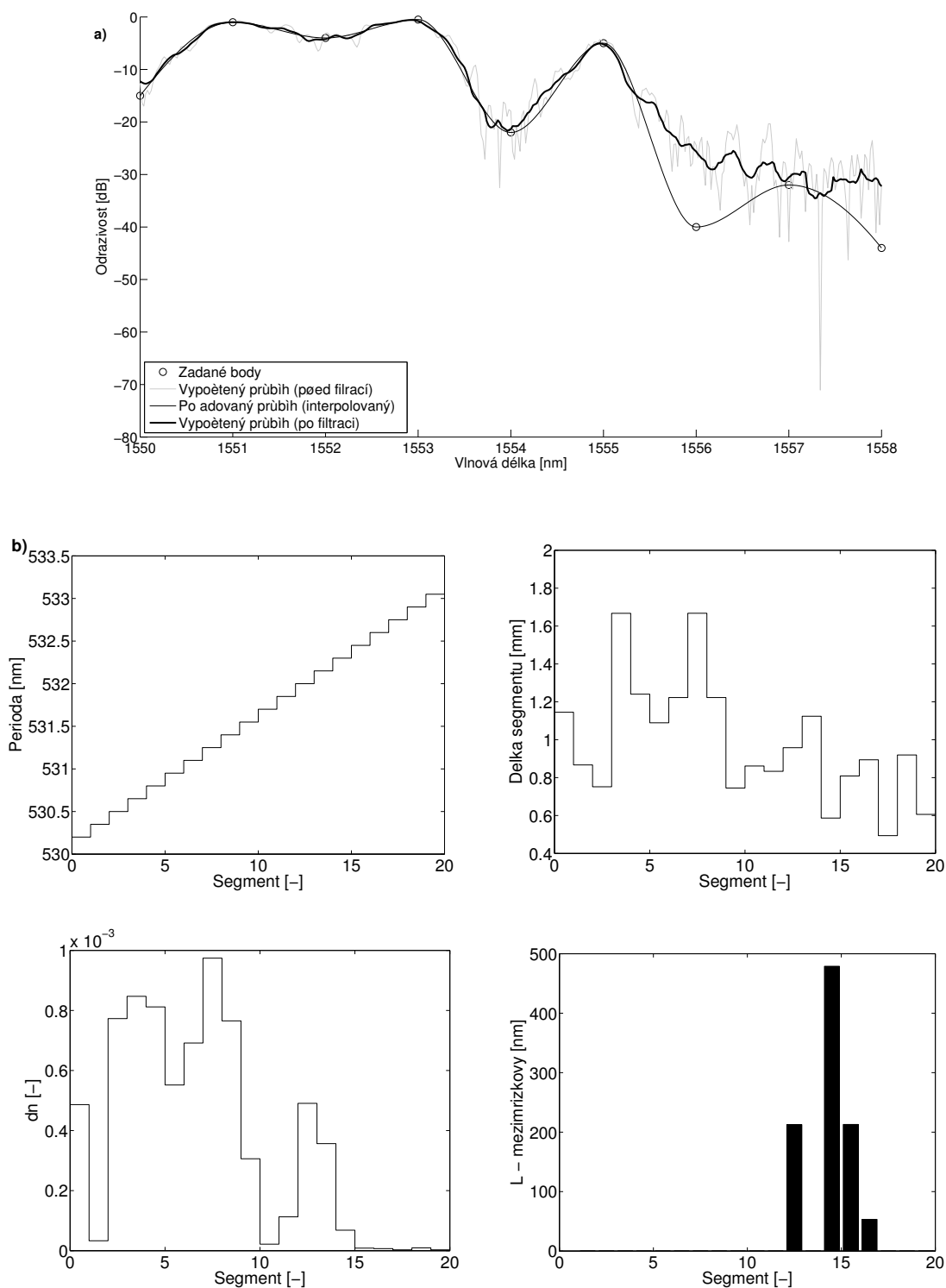
Braggovy rezonanční vlnové délky mřížek jednotlivých segmentů jsou vypočítány z příslušných period a efektivních vidových indexů podle vzorce (2.1). Tyto hodnoty vlnových délek potom představují středy optimalizačních oblastí pro jednotlivé segmenty, jak je naznačeno na Obr. 5.8. Šířka optimalizační oblasti je vypočítána z parametrů RO a λ . Pro každý segment je následně prováděna optimalizace parametrů

L a δn způsobem popsaným na Obr. 5.10. Rozhodujícím je přitom suma čtverců vážených odchylek vypočítaných podle (5.9) pro všechny hodnoty A_{Rmax} a $A_{Rpož}$ v daném optimalizačním okně. Zvyšování a snižování parametrů L a δn probíhá se základním krokem daným parametrem KO . Pro urychlení výpočtu je pro případ opakované změny stejného parametru stejným směrem zavedeno zvyšování (snižování) tohoto parametru geometrickou řadou. Pokud by tedy ve dvou po sobě následujících iteracích došlo např. ke zvýšení parametru L , dochází ke zvětšení základního kroku (KO) pro daný parametr na dvojnásobek. Tímto způsobem se pokračuje, dokud nedojde k překročení optimální hodnoty. Po překročení optimální hodnoty je parametr KO navrácen do původního stavu a k dosažení optimální hodnoty se již pokračuje se základním krokem. Aby nemohlo dojít k oscilacím kolem optimální hodnoty nebo případné divergenci algoritmu, je možné použití zrychlené změny parametru pouze jednou v každém segmentu. Pokud se tedy po překročení optima vrací zpět k původnímu parametru KO , není již možné při další optimalizaci žádného z parametrů v tomto segmentu znovu přejít do režimu rychlé změny.

Tímto způsobem proběhne optimalizace parametrů ve všech segmentech. Celou druhou fází je možné několikrát opakovat pro další upřesnění parametrů. Počet opakování druhé fáze je dán parametrem N_{opak} . Po dokončení všech průchodů druhou fází jsou již hodnoty parametrů L a δn ve všech segmentech konečné. Dochází k vykreslení závislosti A na pořadí segmentů, L na pořadí segmentů a δn na pořadí segmentů. Dále jsou do jednoho grafu vykresleny zadané hodnoty $[\lambda, A_R]$, interpolovaná křivka, vypočítaný průběh optimalizované struktury a vypočítaný průběh po filtraci šumu na základě klouzavého průměru. Posledním výstupem je grafické znázornění průběhu relativní chyby mezi vypočítaným a požadovaným průběhem odrazivosti. Pokud byla v parametru P_{optFS} nastavena hodnota *false*, syntéza parametrů tímto končí. V opačném případě program přechází do poslední, třetí, fáze.

Třetí fáze, optimalizace vzdálenosti mezimřížkových prostor probíhá, podobně jako v případě druhé fáze, postupně od prvního segmentu. Protože rozhraní mezi mřížkami je o jedna méně než segmentů, třetí fáze končí po optimalizaci S_{real-1} rozhraní. Pro každé rozhraní je nejdříve vypočtena množina délek l v rozsahu $0 - A_i$, pro které je následně vyšetřován jejich vliv na průběh odrazivosti mřížkové struktury. Samotný výpočet probíhá v každém rozhraní výpočtem odrazivosti optimalizačního okna, kde je zahrnut vliv aktuální mezimřížkové vzdálenosti (postupně pro všechny l) a vliv všech předchozích již určených mezimřížkových vzdáleností. To znamená, že je-jí právě optimalizován vliv množiny l např. na rozhraní 5-6 segmentu, jsou do vypočteného průběhu odrazivosti zahrnuty také již určené δl mezi 1-2, 2-3, 3-4 a 4-5 segmenty. Tím je zaručeno, že mezimřížkové prostory jsou určovány kauzálně a nemůže po dokončení výpočtu l mezi všemi segmenty dojít k nepředvídatelným změnám v důsledku zavedení více fázových skoků najednou. Po dokončení výpočtu l pro poslední rozhraní je určena změna kumulativní chyby mezi vypočtenými charakteristikami druhé a třetí fáze. Tato informace je potom uživateli vypsána na obrazovku v podobě procentuelní změny kumulativní chyby. Tím se uživatel dozví, zda byla aplikace třetí fáze výpočtu vhodná nebo ne. Podobně jako po ukončení druhé fáze je vykreslena sada požadovaných a vypočítaných průběhů odrazivosti a relativní chyby. Výstupem třetí fáze je také grafické znázornění a sada hodnot mezimřížkových vzdáleností l pro rozhraní mezi všemi segmenty.

Na Obr. 5.12 je uveden příklad požadovaného a vypočítaného spektrálního průběhu odrazivosti, a výsledné parametry popisující složitou vláknovou difrakční strukturu. Požadovaný vstup byl definován celkem 9-ti souřadnicemi (λ , A_R). Zadané body jsou na obrázku vyznačeny jako „o“. Tyto body byly interpolovány křivkou s rozlišením 50 hodnot/nm. Výpočet proběhl ve všech třech fázích, vypočítaná charakteristika před a po vyfiltrování je také vyobrazena na Obr. 5.12a).



Obr. 5.12: Příklad výpočtu a) spektrálního průběhu odrazivosti dle zadaných hodnot, b) parametry popisující hledanou difrakční vláknovou strukturu

Jak je z Obr. 5.12a) patrné, pro odstup signálu o cca 30 dB od svého maxima již vypočítaná křivka příliš nekopíruje tvar požadovaného průběhu. Toto je důsledek rezonancí uvnitř struktury, které převyšují hodnotu „šumové“ úrovně. Pro výpočet byly nastaveny omezení maximální celkové délky struktury $L_{\max} = 20$ mm, minimální délka segmentu $L_{\min} = 100$ μm , maximální a minimální změny indexu lomu $\delta n_{\min} = 10^{-6}$ a $\delta n_{\max} = 10^{-3}$, minimální krok periody fázové masky 0,1 nm. Na Obr. 5.12b) jsou znázorněny hledané parametry popisující strukturu, s ohledem na omezení vyplývající z výroby. Jedná se o parametry mřížkové struktury v jednotlivých sériově seřazených segmentech (v pořadí jak jdou za sebou) – A , L , δn a mezimřížkové vzdálenosti l .

V průběhu vývoje byly do programu zavedeny různé algoritmy urychlující celý proces syntézy parametrů (např. popsání zvyšování optimalizačního kroku). Čas výpočtu je však závislý na zadaných optimalizačních parametrech, požadované přesnosti a rozsahu zadaného průběhu. Protože s každou iterací optimalizačního algoritmu je spojeno velké množství matematických operací převážně s komplexními čísly, je vhodné na základě kvalifikovaného odhadu přizpůsobit parametry optimalizace na únosné hodnoty. V případě správného nastavení vstupních hodnot lze docílit i u rozsáhlejších úloh času výpočtu okolo 15-20 minut. V opačném případě může stejný výpočet zabrat i několik hodin. Protože se však jedná o velice specifický obor, nebylo při vývoji programu uvažováno jeho využití pro širokou veřejnost. Pro obsluhu a správné použití programu je tak zapotřebí alespoň základních znalostí prostředí Matlab, principů fungování a návrhu vláknových mřížek.

6 Závěr

Hlavním cílem práce bylo vyvinout metodu pro syntézu parametrů složitých vláknových difrakčních struktur s požadovaným spektrálním průběhem odrazivosti. Navržená metoda je založena na předpokladu, že složitou mřížkovou strukturu je možné rozdělit na několik krátkých homogenních mřížek s přesně definovanými parametry. Struktura jako celek pak dosahuje požadované odezvy. Protože struktura jako celek nevykazuje vlastnosti jako prostý součet jejích částí, bylo hlavní jádro problému v navržení postupů, které by pomocí zpětné analýzy vedly k určení neznámých vstupních parametrů.

Pro dosažení tohoto cíle však bylo nejprve nutné získat hluboké znalosti v oblasti metod pro modelování spektrálních charakteristik odrazivosti a skupinového zpoždění na základě rozměrů mřížek a fyzikálních vlastností vlákna [86], [90]. V této části práce bylo nutné provést studii ke zjištění, která ze známých metod je vhodná pro další práci. Protože zvolená metoda pro návrh a simulaci vláknových mřížek tvoří základ celé práce, byla výběru vhodné metody věnována patřičná pozornost. Metody byly podrobeny analýze při návrhu a simulacích pokročilých vláknových mřížek [85], [89]. Hlavním kritériem pro výběr vhodné metody byla především její variabilita (možnost simulací libovolných struktur), fyzikální podstata, přesnost, rychlost a možnosti optimalizace vybraných druhů mřížkových struktur. Na základě znalostí základních parametrů mřížek [88] a metod, jejich srovnání [87] a porozumění byla pro další práci zvolena metoda vrstvení dielektrika. Tato metoda poskytuje možnost modelování struktury mřížky na úrovni elementární struktury. Tak je možné popsat mřížku nejen jako periodickou strukturu, ale i samotný tvar jednotlivých mřížkových period nebo případných strukturálních poruch.

Na základě zvolené metody vrstveného dielektrika byl vytvořen matematický model popisující vláknové mřížky a mřížková pole. Při vývoji matematického modelu mřížky byl kladen důraz na jeho univerzálnost a možnosti zahrnutí co možná nejširší škály parametrů, které mohou ovlivnit odezvu mřížkových struktur. Ve vytvořeném modelu je možné zadávat nejen základní, ale i rozšířené rozměrové a materiálové vlastnosti použitého vlákna. Tak je možné sledovat velké množství vlivů, které působí na odezvu vláknových mřížek. Mezi tyto vlivy patří například fluktuace tvaru mřížky, strukturální poruchy způsobené nepřesnostmi při výrobě fázové masky použité pro výrobu mřížek, tvar jednotlivých mřížkových period. Z parametrů, které nesouvisí přímo s mřížkami (ale s vláknem, do kterého je mřížka zapsána), je to například promítnutí vlivu disperze a útlumu do odezvy mřížky nebo mřížkového pole.

V rámci vývoje matematického modelu mřížky a mřížkových polí byl vytvořen program pro simulaci jejich spektrálních vlastností. Program byl napsán ve vývojovém prostředí Matlab. Program se skládá z několika modulů. Jmenovitě je to modul pro výpočet efektivního vidového indexu z normalizovaného vidového diagramu, modul zajišťující výpočet mřížkové periody (elementární struktury), modul pro výpočet homogenních mřížek a mřížkových segmentů, modul pro výpočet profilů apodizace a chirpu. Program a jeho jednotlivé moduly jsou napsány formou skriptů. Hlavní

program volá skripty jednotlivých modulů jako funkce. Protože program není určen pro širokou veřejnost, parametry se do programu zadávají přímo do skriptu hlavního programu na jeho začátku. Pro používání programu je tedy nutné mít nainstalovaný Matlab a uživatel musí mít alespoň základní znalosti tohoto prostředí. V období, kdy vznikala tato práce, byl popisovaný program také použit v rámci projektů k návrhu vláknových mřížek. Jedním byl projekt MPO pod označením FT/TA2/087 „Výzkum nových metod měření tlaku s galvanickým oddělením pro výbušné a elektromagneticky rušené průmyslové prostředí (OPTO)“, kde byla navržená mřížka použita pro kalibraci laserových diod. Druhý projekt, kde byl program využíván k návrhu vláknových mřížek pro stabilizaci polovodičových laserů, byl projekt GAAV pod označením B200650503 „Využití vláknových mřížek při konstrukci polovodičových laserových zdrojů pro přesnou laserovou interferometrii a spektroskopii“. Při řešení těchto projektů byly také publikovány některé výsledky spojené s touto částí práce [92], [91].

V další části práce bylo nezbytné (pomocí programu pro simulaci spektrálních průběhů odrazivosti a skupinového zpoždění) analyzovat chování vláknových mřížek a mřížkových polí. Při prvních analýzách byly vyšetřovány změny odezvy homogenních mřížek při změně základních parametrů, jako jsou délka mřížky, změna indexu lomu nebo perioda. Na základě těchto analýz byly získány cenné poznatky o tom, jaké změny tyto parametry způsobují ve spektru odrazivosti mřížky a jakou mírou se každý parametr na změně podílí. Dále byly provedeny analýzy pokročilejších vláknových mřížek s profilem apodizace a chirpu, a také analýzy mřížkových polí se shodnými i různými dílčími mřížkami. Další analýzy byly věnovány vlivům ostatních parametrů, jako je tvar jednotlivých period mřížky, disperze vlákna, útlum vlákna, přesnost zadaného průběhu periody, apod. Významné vlivy přinášející důležité informace o chování vláknových mřížek byly shrnuty v kapitole 4. Znalosti získané z analýzy chování vláknových mřížek a mřížkových polí se staly nesmírně cenným podkladem pro další část práce. Doposud zmíněné části byly nezbytné kroky vedoucí k hlavnímu cíli této práce, vývoji metody pro syntézu parametrů složitých mřížkových struktur s požadovaným průběhem odrazivosti.

Metoda pro syntézu parametrů složitých vláknových difrakčních struktur s požadovaným spektrálním průběhem odrazivosti byla vyvinuta na základě poznatků získaných při analýze chování vláknových mřížek a mřížkových polí. Motivací k vytvoření této metody byla skutečnost, že doposud známé metody pro návrh vláknových mřížek jsou založeny na simulacích spektrálního průběhu odrazivosti při zadaných parametrech popisujících mřížku (délka, změna indexu lomu, perioda, průběhy apodizace a chirpu). Návrh tedy probíhá pomocí kvalifikovaného odhadu parametrů mřížek a následným ověřením průběhu. V případě jednoduchých mřížkových struktur je možné poměrně rychle získat přehled o zadávaných parametrech a jejich adekvátních hodnotách. V případě složitějších struktur a specifických tvarech požadovaných průběhů je však prakticky nemožné navrhnout sadu správných parametrů. Proto byla vyvinuta tato metoda, která pro požadovaný spektrální průběh odrazivosti nalezne parametry popisující strukturu. Uspořádání takto vypočítané struktury je tvořeno několika do série zařazenými homogenními vláknovými mřížkami. Každá z těchto mřížek představuje segment struktury, v rámci kterého jsou parametry popisující tento segment (perioda, délka, změna indexu lomu) konstantní. Hledané parametry jsou v souladu se zadanými omezeními, která vychází z technologie výroby vláknových mřížek. Hledaná mřížková struktura má tedy parametry reálné pro výrobu. Řešeným problémem byl návrh algoritmu, který by vedl ke struktuře s požadovanou odezvou.

Toho bylo docíleno použitím vhodných počátečních podmínek a výpočtem pomocí přímé metody se zavedením zpětné vazby. Využití tohoto postupu je mezi metodami pro návrh mřížek unikátní a vede k velice dobrým výsledkům. Navrženou metodu a program je možné s výhodou použít k návrhu optických filtrů pro speciální aplikace, senzorů s požadovanou odezvou a dalších specializovaných optických prvků.

Možnosti v dalším pokračování práce jsou na poli optimalizace výpočtů a rozvoji metody především v oblasti přizpůsobování parametrů pro následnou výrobu. Při výpočtu se nyní vychází pouze ze spektrálního průběhu odrazivosti, tedy amplitudové charakteristiky přenosové funkce. Program je jednoduše možné rozšířit o optimalizaci parametrů založenou i na skupinovém zpoždění mřížkové struktury, tedy o zahrnutí i fázové složky přenosové funkce. Současná verze programu pro syntézu parametrů je použitelná především pro rozvoj metody a její testování. Podnětem k další práci by mohlo být také dotažení programu do podoby použitelné pro širší využití a vytvoření pracoviště pro návrh a výrobu vláknových mřížek určených pro speciální aplikace.

7 Literatura

7.1 Seznam použité literatury

- [1] K. O. HILL, Y. FUJII, D. C. JOHNSON, B. S. KAWASAKI, *Applied Physics Letters* 32, 647, 1978.
- [2] P. J. LEMAIRE, R.M. ATKINS, V. MIZRAHI, W.A. REED, High pressure H loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO doped optical fibers, *Electron. Lett.* 29, pp. 1191–1193, 1993.
- [3] L. DONG, J. L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, P. ST. J. RUSSELL, D. N. PAYNE, Photoinduced absorption change in germanosilicate preforms - evidence for the color-center model of photosensitivity, *Applied optics*, vol. 34, pp. 3436–3440, 1995.
- [4] B. O. GUAN, H. Y. TAM, H. L. W. CHAN, et al., Growth characteristics of long-period gratings in hydrogen-loaded fibre during and after 193 nm UV inscription, *Measurement science & technology*, vol. 12, pp. 818–823, 2001.
- [5] MIZUNAMI, H. KAWASHIMA, A. HAYASHI, A flexible fabrication technique of long-period fiber gratings using a tilted amplitude mask, *IEEE*, 2002.
- [6] S. PISSADAKIS, L. REEKIE, An elliptical Talbot interferometer for fiber Bragg grating fabrication, *Review of scientific instruments*, vol. 76, 2005.
- [7] S. A. SLATTERY, D. N. NIKOGOSYAN, G. BRAMBILLA, Fiber Bragg grating inscription by high-intensity femtosecond UV laser light: comparison with other existing methods of fabrication, *Journal of the optical society of america B-optical physics*, vol. 22, pp. 354–361, 2005.
- [8] K. CHUANG, Y. LAI, Complex fiber grating structures fabricated by sequential writing with polarization control, *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 4, pp. 340–342, 2004.
- [9] P.G. KRYUKOV, YU.V. LARIONOV, A.A. RYBALTOVSKI, K.A. ZAGORUL'KO, A. DRAGOMIR, D.N. NIKOGOSYAN, A.A. RUTH, Long-period fibre grating fabrication with femtosecond pulse radiation at different wavelengths, *Elsevier, Microelectronic Engineering.*, no. 69, pp. 248–255, 2003.
- [10] D. D. DAVIS, T. K. GAYLORD, E. N. GLYTSIS, S. G. KOSINSKI, S. C. METTLER, AND A. M. VENGSARKAR, Long-period fiber grating fabrication with focused CO laser pulses, *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 302–303, 1998.
- [11] S. G. KOSINSKI AND A. M. VENGSARKAR, Splicer-based long-period fiber grating, in *Proc. Optical Fiber Communication Conf.*, pp. 278–279, 1998.
- [12] M. AKIYAMA, K. NISHIDE, K. SHIMA, A. WADA, R. YAMAUCHI, A novel long-period fiber grating using periodically released residual stress of pure-silica core fiber, in *Proc. Optical Fiber communication Conf.*, pp. 276–277, 1998.
- [13] K. HWANG, S. H. YUN, B. Y. KIM, Long-period fiber gratings based on periodic microbends, *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1263–1265, 1999.
- [14] M. FUJIMAKI, Y. OHKI, Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation, *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 88–89, 2000.
- [15] FENG SC, XU O, LU SH, et al., Single-polarization, switchable dual-wavelength erbium-doped fiber laser with two polarization-maintaining fiber Bragg gratings, *Optics Express*, vol. 16, pp. 11830–11835, 2008

-
- [16] KERROUCHE A, LEIGHTON J, BOYLE WJO, et al., Strain Measurement on a Rail Bridge Loaded to Failure Using a Fiber Bragg Grating-Based Distributed Sensor System, *IEEE Sensors Journal*, vol. 8, pp. 2059-2065, 2008
 - [17] W. H. LOH, M. J. COLE, M. N. ZERVAS, S. BARCELOS, R. I. LAMING, Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique, *Opt. Lett.* 20, pp. 2051-2053, 1995.
 - [18] J. ALBERT, K. O. HILL, B. MALO, S. THERIAULT, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON, L. E. ERICKSON, Apodization of the spectral response of fiber bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency, *Electron. Lett.* 31, pp. 222-223, 1995.
 - [19] C. YANG, Y. LAI, Apodised fibre Bragg gratings fabricated with uniform phase mask using low cost apparatus, *Electron. Lett.* 36, pp. 655-657, 2000.
 - [20] J. B. JENSEN, N. PLOUGMANN, H.-J. DEYERL, P. VARMING, J. HUBNER, M. KRISTENSEN, Polarization control method for ultraviolet writing of advanced Bragg gratings, *Opt. Lett.* 27, pp.1004-1006, 2002.
 - [21] R. KASHYAP, P. F. MCKEE, D. ARMES, UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibers using phase-shifted phase masks, *Electron. Lett.* 30, pp.1977-1978, 1994.
 - [22] J. CANNING, M. G. SCEATS, Pi-phase-shifted periodic distributed structures in optical fibers by UV post-processing, *Electron. Lett.* 30, pp.1344-1345, 1994.
 - [23] M. JANOS AND J. CANNING, Permanent and transient resonance thermally-induced in optical-fiber Bragg gratings, *Electron. Lett.* 31, pp.1007-1009, 1995.
 - [24] C. J. S. DE MATOS, P. TORRES, L. C. G. VALENTE, W. MARGULIS, R. STUBBE, J., Fiber Bragg grating (FBG) characterization and shaping by local pressure, *Lightwave Technol.* 19, pp.1206-1211, 2001.
 - [25] M. G. XU, A. T. ALAVIE, R. MAASKANT, M. M. OHN, Tunable fibre bandpass filter based on a linearly chirped fibre Bragg grating for wavelength demultiplexing, *Electron. Lett.* 32, pp.1918-1919, 1996.
 - [26] J. LIU, J.P. YAO, J. YAO, et al., Single-longitudinal-mode multiwavelength fiber ring laser, *IEEE Photonics technology letters*, vol. 16, pp. 1020-1022, 2005.
 - [27] S. WIELANDY, S. C. DUNN, Tilted superstructure fiber grating used as a Fourier-transform spectrometer, *Optical engineering*, vol. 44, 2005.
 - [28] C. C. YE, R. P. TATAM, Ultrasonic sensing using Yb³⁺/Er³⁺-codoped distributed feedback fibre grating lasers, *Smart materials & structures*, vol. 14, pp. 170-176, 2005.
 - [29] Y. YABE, Y. YAMADA, S. KOMATSU, Narrow band-pass transmission filter consisting of two fiber Bragg gratings with different periods, *Japanese journal of applied physics*, vol. 43, pp. 5776-5779, 2004.
 - [30] H. CAO, J. Q. SUN, X. L. ZHANG, et al., A novel design methodology for superstructure fiber Bragg grating comb-filter, *Acta physica sinica*, vol. 53, pp. 3077-3082, 2004.
 - [31] H. Chi, X. M. Tao, D. X. Yang, et al., "Simultaneous measurement of axial strain, temperature, and transverse load by a superstructure fiber grating", *Optics letters*, vol. 26, pp. 1949-1951, 2001.
 - [32] J. POULIN, R. KASHYAP, Novel tuneable on-fiber polymeric phase-mask for fiber and planar waveguide Bragg grating fabrication, *Optics express*, vol. 13, pp. 4414-4419, 2005.
 - [33] L. P. CHI, W. F. LIU, C. W. WU, et al., Fabrication of fiber gratings using a heating process, *Optical Engineering*, vol. 44, 2005.
 - [34] OZCAN A, DIGONNET MJF, LABLONDE L, et al., A new iterative technique to characterize and design transmission fiber Bragg gratings, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, pp. 1913-1921, 2006
-

- [35] BASKAR S, SUGANTHAN PN, NGO NQ, et al., Design of triangular FBG filter for sensor applications using covariance matrix adapted evolution algorithm, *Optics Communications*, vol. 260, pp. 716-722, 2006
- [36] IOCCO A., *Tunable fiber Bragg grating filters*, chap. 2, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Ph.D. thesis, 1999
- [37] KASHYAP R., *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, San Diego, 1999
- [38] DEYERL HJ, PLOUGMANN N, JENSEN JB, et al., Fabrication of advanced Bragg gratings with complex apodization profiles by use of the polarization control method, *Applied Optics*, vol. 43, pp. 3513-3522, 2004
- [39] CHU KP, LAI YC, SHEU LG, Complex fiber grating structures fabricated by sequential writing with polarization control, *Optics Letters*, vol. 29, pp. 340-342, 2004
- [40] ZHANG J, SHUM P, LI SY, et al., Design and fabrication of flat-band long-period grating, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 1558-1560, 2003
- [41] OTHONOS A., KALLI K., *Fiber Bragg gratings – Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, INC., Norwood, 1999
- [42] HAMAD AY, WICKSTED JP, DIXON GS, The effect of write-beam wavelength on the grating formation in Eu³⁺-doped alkali silicate glasses, *Optical Materials*, vol. 12, pp. 41-45, 1999
- [43] BROER M., CONE R., SIMPSON J., Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce³⁺-doped silica optical fibers, *Optics Letters*, vol. 16, pp. 1391-1393, 1991
- [44] BILODEAU F., et al., Ultraviolet-light photosensitivity in Er³⁺-Ge-doped optical fibers, *Optics Letters*, vol. 15, pp. 1138-1140, 1990
- [45] LEMAIRE P., et al., High-pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1191-1193, 1993
- [46] BILODEAU F., et al., Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides, *Optics Letters*, vol. 18, pp. 236-243, 1993
- [47] WILLIAMS D., et al., Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibers, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 45-47, 1993
- [48] KONSTANTAKI M, TAMIOLAKIS G, ARGYRIS A, et al., Effects of Ge concentration, boron co-doping, and hydrogenation on fiber Bragg grating characteristics, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, pp. 148-152, 2005
- [49] MCNAMARA P, LYYTIKAMEN KJ, RYAN T, et al., Germanium-rich "starburst" cores in silica-based optical fibres fabricated by Modified Chemical Vapour Deposition, *Optics Communications*, vol. 230, pp. 45-53, 2004
- [50] GRUBSKY V, FEINBERG J, Rewritable densification gratings in boron-doped fibers, *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1279-1281, 2005
- [51] DOUAY M., XIE W., TAUNAY T., et al., Densification involved in the UV based photosensitivity of silica glasses and optical fibers, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1329-1342, 1997
- [52] LAM D, GARSIDE B., Characterization of single-mode optical fiber filters, *Applied Optics*, vol. 20, pp. 440-445, 1981
- [53] WANG ZH, PENG GD, CHU PL, Improved Rouard's method for fiber and waveguide gratings, *Optics Communications*, vol. 177, pp. 245-250, 2000
- [54] WELLER-BROPHY L., HALL D., Analysis of waveguide gratings: Application of Rouard's method, *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 2, pp. 864-871, 1985
- [55] SKAAR J., *Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings*, chap. 2, The Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Ph.D. thesis, 2000

- [56] OTHONOS A., Fiber Bragg gratings, *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, pp. 4309-4341, 1997
- [57] PERAL E., CAPMANY J., Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguides gratings, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1295-1302, 1997
- [58] ELACHI C., Waves in active and passive periodic structures: a review, *Proceedings of IEEE*, vol. 64, pp. 1666-1698, 1976
- [59] ST. J. RUSSEL P., Optical superlattices for modulation and detection of light, *Journal of Applied Physics*, vol. 59, pp. 3344-3355, 1986
- [60] METZ G., MOREY W., GLENN W., Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method, *Optics Letters*, vol. 14, pp. 823-825, 1989
- [61] OZOLS A, REINFELDE M, SAHAROV D, et al., Holographic recording of surface relief gratings in tolyle-based azobenzene oligomers, *Thin solid films*, vol. 516, pp. 8887-8892, 2008
- [62] LINDNER E, BECKER M, ROTHHARDT M, et al., Generation and characterization of first order fiber Bragg gratings with Bragg wavelengths in the visible spectral range, *Optics Communications*, vol. 281, pp. 4612-4615, 2008
- [63] OKAI M., TSUI S., CHINONE N., HARADA, Novel method to fabricate corrugations for $\lambda/4$ shifted distributed feedback laser using a grating photomask, *Applied Physical Letters*, vol. 55, pp. 415-416, 1989
- [64] ENGER R., CASE S., Optical elements with ultrahigh spatial frequency surface corrugations, *Applied Optics*, vol. 22, pp. 3220-3222, 1983
- [65] PAKULSKI G, MOORE R., MARTIAN C, et al., Fused silica masks for printing uniform and phase adjusted gratings for distributed feedback lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 60, pp. 222-224, 1993
- [66] ARDITO M, BOSCHIS L, PALUMBO R, et al., Fabrication of phase masks, for fiber grating printing, using EBL and CHF₃ RIE, *Microelectronic Engineering*, vol. 46, pp. 251-254, 1999
- [67] CURRAN J., Production of surface patterns by chemical and plasma etching, *Journal of Physics E*, vol. 14, pp. 393-407, 1981
- [68] GOLDENBERG L, SAKHNO O, STUMPE J, Application of Norland adhesive for holographic recording, *Optical Materials*, vol. 27, pp. 1379-1385, 2005
- [69] LIU X, AITCHISON JS, DELARUE RM, et al., Electron beam lithography of phase mask gratings for near field holographic production of optical fibre gratings, *Microelectronic Engineering*, vol. 35, pp. 345-348, 1997
- [70] MALO B., BILODEAU F, et al., Photosensitivity in optical fiber and silica on substrate waveguides, *SPIE*, vol. 2044, pp. 46-54, 1993
- [71] STOLEN R., ASHKIN A, et al., In-line fiber-polarisation-rocking rotator and filter, *Optics Letters*, vol. 9, pp. 300-303, 1984
- [72] RUSSEL P, HAND D., Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibres, *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 1846-1848, 1990
- [73] JOHNSON D, BILODEAU F, MALO B, HILL K, et al., Long length, long-period rocking filters fabricated from conventional monomode telecommunications optical fibers, *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1635-1638, 1992
- [74] PARK H, KIM B, Intermodal coupler using permanently photoinduced grating in two mode optical fibre, *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 797-799, 1989
- [75] HILL K, MALO B, et al., Efficient mode conversion in telecommunication fiber using externally written gratings, *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 1270-1272, 1990
- [76] BILODEAU F, HILL K, MALO B, et al., Efficient, narrowband LP₀₁↔LP₀₂ mode converters fabricated in photosensitive fiber: Spectral response, *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 682-682, 1991

- [77] GADONNA M, GROSSO P, In-situ method for removing refractive index chirp in fiber Bragg grating photo-written by Lloyd mirror, *Optical Fiber Technology*, vol. 9, pp. 260-269, 2003
- [78] BYRON K, SUGDEN K, et al., Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fiber, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1659, 1993
- [79] KASHYAP R, MAXWELL G, AINSLIE B, Laser trimmed four-port band-pass filter fabricated in singlemode planar waveguides, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 191, 1993
- [80] LOH W, COLE M., et al., Compensation of imperfect mask with moving fibre-scanning beam technique for production of fibre gratings, *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1483-1485, 1995
- [81] COLE M, LOH W, Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with a uniform phase mask, *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 92-94, 1995
- [82] BAHAA E.A. SALEH, MALVIN CARL TEICH, *Základy fotoniky 1*, MatfyzPress, Praha, 1994
- [83] BAHAA E.A. SALEH, MALVIN CARL TEICH, *Základy fotoniky 2*, MatfyzPress, Praha, 1994
- [84] REGO GM, SANTOS JL, SALGADO HM, Refractive index measurement with long-period gratings arc-induced in pure-silica-core fibres, *Optics Communications*, vol. 259, pp. 598-602, 2006

7.2 Seznam vlastních prací

- [85] HELÁN R., MIKEL B., Simulation of Apodized Fiber Bragg Gratings, *Photonics Prague 2005 proceedings*, pp. 157-158, 2005
- [86] HELÁN R., URBAN F., MIKEL B., Design of Apodized-Chirped Fiber Bragg Gratings Based on Layered Dielectric Media and Transfer Matrix Methods, *EDS '05 IMAPS CS International Conference Proceedings*, pp. 423-428, 2005
- [87] HELÁN R., Comparison of methods for fiber Bragg gratings simulation, *In 29th International Spring Seminar on Electronics Technology, Conference Proceedings*, Dresden, Germany, pp. 163-168, 2006
- [88] HELÁN R., Uniform Fiber Bragg Gratings Properties, *Proceedings of the 11th conference student EEICT 2005, volume 2*, pp. 242-246, 2005
- [89] HELÁN R., MIKEL B., Simulace vláknových mřížek pro stabilizaci polovodičových laserů, *Elektrotechnika a informatika 2005*, pp. 15-18, 2005
- [90] HELÁN R., MIKEL B., Návrh apodizovaných vláknových mřížek metodou vázaných vidů, *Sborník semináře*, pp. 130-135, 2005
- [91] MIKEL B., HELÁN R., ČÍP. O, Stabilization of semiconductor lasers by fiber Bragg gratings for absolute laser interferometry, *Semiconductor Lasers and Dynamics II*. Washington, USA, pp. 61841-61848, 2006
- [92] KADLEC J., HELÁN R., VRBA R., Pressure sensor for explosive industrial environment based on optical measurement principle, *Proceedings of the International Conference on Systems (ICONS 2006)*. Morne, Mauritius, pp. 33-35, 2006

Curriculum Vitae

Jméno: Radek HELÁN

Narozen: 17. 6. 1981 v Brně

Kontakt: helanr@gmail.com

Vzdělání

- 1995 – 99 **Střední průmyslová škola elektrotechnická v Brně**
Obor Telekomunikační technika
Zakončenou maturitní zkouškou
- 1999 – 04 **Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií**
Magisterské studium, obor Elektrotechnická výroba a management
Zakončeno státní závěrečnou zkouškou a obhajobou diplomové práce
„Tenké vrstvy pro elektrochromní prvky“ v červnu 2004
- 2004 – 09 **Vysoké učení technické v Brně, Ústav mikroelektroniky**
Postgraduální studium, obor Mikroelektronika a technologie
Státní doktorská zkouška složena v červnu 2006

Praxe

- 2005 – 2008 **Vysoké učení technické v Brně, Ústav mikroelektroniky**
Technický pracovník, částečný úvazek
- 2006 – 2007 **Akademie věd České republiky, Ústav přístrojové techniky v Brně**
Pomocný vědecký pracovník, částečný úvazek
- od 2008 **Network Group, s.r.o**
Obchodní a produktový manažer

Účast na řešení projektů

- 2005 – 2007 **GAAV B200650503** Využití vláknových mřížek při konstrukci polovodičových laserových zdrojů pro přesnou laserovou interferometrii a spektroskopii, zahájení: 01. 05. 2005, ukončení: 31. 12. 2007 (člen vývojového týmu)
- 2005 – 2008 **FT-TA2/087**, Výzkum nových metod měření tlaku s galvanickým oddělením pro výbušné a elektromagneticky rušené průmyslové prostředí (OPTO), zahájení: 01. 05. 2005, ukončení: 31. 12. 2008 (člen vývojového týmu)

- 2006 Implementace metod pro simulaci vláknových mřížek do výuky, zahájení: 01. 01. 2006, ukončení: 31. 12. 2006 (hlavní řešitel projektu)
- 2007 Systém pro měření spektrálních vlastností Braggových vláknových mřížek, zahájení: 01. 01. 2007, ukončení: 31. 12. 2007 (hlavní řešitel projektu)

Jazyková znalost

Angličtina – slovem i písmem

Ostatní dovednosti

Pokročilé programování v Matlabu, středně pokročilé programování v Delphi, znalosti strukturovaných metalických a optických kabeláží, znalosti optických prvků

Seznam příloh

Příloha 1: Vývojový diagram a zdrojový kód programu pro výpočet normovaného vidového diagramu (b-V diagramu)

Příloha 2: Vývojové diagramy a zdrojové kódy programu pro výpočet spektrálních vlastností vláknových mřížek a mřížkových polí (diagram hlavního programu a jednotlivých modulů)

Příloha 3: Parametry vybraných vláken, které lze použít pro zápis vláknových mřížek

Příloha 4: Analýza – spektrální průběhy odrazivosti vybraných vláknových mřížek a mřížkových polí

Příloha 5: Vývojový diagram a zdrojový kód programu pro syntézu parametrů složitých vláknových difrakčních struktur na základě pořadované spektrální charakteristiky odrazivosti

Příloha 6: Příklady výpočtu parametrů vláknových difrakčních struktur pro vybrané spektrální průběhy odrazivosti